

SÉRIE A, N° 701.

N° D'ORDRE :

1460.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES.

PAR

M. Jean VILLEY.

Chargé de Conférences à la Faculté des Sciences de Rennes.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR L'ÉLECTROMÉTRIE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le *3 juin* 1912, devant la Commission d'Examen.

MM. BOUTY,

Président.

H. LE CHATELIER,

JEAN PERRIN,

Examineurs.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1912

SÉRIE A, N° 701.

N° D'ORDRE :

1460.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES.

PAR

M. Jean VILLEY.

Chargé de Conférences à la Faculté des Sciences de Rennes.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR L'ÉLECTROMÉTRIE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le *3 juin* 1912, devant la Commission d'Examen.

MM. BOUTY,

Président.

H. LE CHATELIER,

Examinateurs.

JEAN PERRIN,



PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1912

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

	MM.	
Doyen.....	P. APPELL, Professeur.	Mécanique rationnelle.
Doyen honoraire.....	G. DARBOUX.....	Géométrie supérieure.
Professeurs honoraires.	CH. WOLF.	
	J. RIBAN.	
	LIPPMANN.....	Physique.
	BOUTY.....	Physique.
	BOUSSINESQ.....	Physique mathématique et Calcul des probabilités.
	PICARD.....	Analyse supérieure et Algèbre sup.
	H. POINCARÉ.....	Astronomie mathématique et Mécanique céleste.
	Y. DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. compar.
	GASTON BONNIER.....	Botanique.
	DASTRE.....	Physiologie.
	KÖNIGS.....	Mécanique phys. et expérimentale.
	VELAIN.....	Géographie physique.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	CHATIN.....	Histologie.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
Professeurs.....	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie physique.
	PAINLEVÉ.....	Mathématiques générales.
	HAUG.....	Géologie.
	HOUSSAY.....	Zoologie.
	H. LE CHATELIER.....	Chimie.
	GABRIEL BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale.
	CAULLERY.....	Zool. (Évolution des êtres organisés).
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie.
	ÉMILE BOREL.....	Théorie des fonctions.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	G. PRUVOT.....	Zoologie, Anatomie, Physiol. comp.
	MATRUCHOT.....	Botanique.
	ABRAHAM.....	Physique.
	N.....	Applicat. de l'Analyse à la Géométrie.
	N.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	PUISEUX.....	Mécanique et Astronomie.
	LEDUC.....	Physique.
	MICHEL.....	Minéralogie.
Professeurs adjoints...	HÉROUARD.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND.....	Géologie.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	COTTON.....	Physique.
Secrétaires.....	D. TOMBECK.	

A MESSIEURS

EDMOND BOUTY,

MEMBRE DE L'INSTITUT, PROFESSEUR A LA SORBONNE,

ET

PAUL LANGEVIN,

PROFESSEUR AU COLLÈGE DE FRANCE.

Témoignage de respectueuse reconnaissance.

PREMIÈRE THÈSE.

RECHERCHES SUR L'ÉLECTROMÉTRIE.

INTRODUCTION.

Ce travail n'est pas une étude méthodique et complète des électromètres. La théorie et la discussion de ces appareils soulèvent ou abordent quantité de problèmes et offrent un champ très vaste toujours ouvert à bien des recherches. J'ai porté mon attention sur quelques-unes de ces questions qui se sont d'elles-mêmes présentées à moi. L'intervention du phénomène de Volta en électrométrie, l'emploi des électromètres pour des mesures géométriques, l'utilisation des forces électrostatiques pour transmettre et multiplier les petits mouvements, m'ont principalement retenu.

Ces études, commencées au Laboratoire d'Enseignement de Physique de la Sorbonne, ont été poursuivies au Collège de France; ce m'est un devoir très agréable d'exprimer toute ma reconnaissance à M. Bouty et à M. Langevin, qui m'ont procuré toutes les facilités de travail désirables, et qui ont bien voulu s'intéresser à mes efforts et me guider de leurs conseils.

J'ai toujours trouvé également, auprès de M. Brillouin et de M. Perrin, un accueil très bienveillant et des renseignements précieux, dont je suis heureux de pouvoir les remercier.

CHAPITRE I.

Les méthodes de mesures électrométriques.

1. Le problème qui se pose en électrométrie consiste à mesurer la différence de potentiel entre deux points d'un conducteur ou entre deux conducteurs : L'étude des champs électriques dans l'air fait intervenir des prises de potentiel, conducteurs capables d'échanger des charges avec l'air environnant pour se mettre en équilibre avec lui, et c'est entre ces conducteurs qu'on fait la mesure électrométrique. L'exploration d'un champ électrostatique dans le vide ne peut comporter de même que des mesures de différences de potentiel entre le sol, par exemple, et un conducteur d'épreuve influencé.

Cette différence de potentiel ne se manifeste pas à nous directement, mais elle peut être mesurée grâce aux phénomènes divers, plus accessibles, qu'elle est susceptible de produire.

2. Ce sont d'abord les courants dans les conducteurs métalliques, liés aux différences de potentiel par la loi d'Ohm, et facilement mesurables dans leurs manifestations thermiques ou électromagnétiques.

Ces procédés supposent entretenue la différence de potentiel qu'on étudie, et réalisent, par conséquent, la mesure des forces électromotrices plutôt que des différences de potentiel. Ils peuvent donner aussi la différence de potentiel entre deux points d'une chaîne conductrice parcourue par un courant, si la dérivation exigée par l'instrument est négligeable auprès de ce courant : c'est ce qui se produit pour les distributions industrielles, où les voltmètres thermiques ou électromagnétiques sont d'un usage

continuel. Les voltages très élevés exigeraient, pour remplir la condition de dérivation négligeable, des bobinages résistants et compliqués : leur emploi introduit à l'usine, à la place des voltmètres à courant, les appareils électrostatiques comme ceux de Kelvin et Tait, ou de Villard et Abraham.

Sur des chaînes conductrices électrolytiques, les variations de force électromotrice produisent des changements autres : des changements de concentrations des ions aux surfaces de séparation, ce sont les phénomènes de polarisation. Ils peuvent entraîner d'autres phénomènes mécaniquement décelables comme des variations de tension superficielle, c'est le principe de l'électromètre capillaire de Lippmann.

Quand la force électromotrice étudiée ne dépasse pas la valeur maxima réalisable par la force contre-électromotrice de polarisation, le courant qui passe est nul ou à peu près. Cependant, on ne peut songer à appliquer cette méthode à la mesure de différences de potentiel statiques : la distribution d'ions qui crée la force contre-électromotrice n'est qu'une distribution moyenne, et les mouvements de diffusion exigent que la différence de potentiel soit entretenue.

La biréfringence de Kerr est un phénomène mesurable, fonction seulement du champ électrostatique, et ne comportant, en principe, aucun échange de charges électriques. Il a sur les phénomènes mécaniques une grosse supériorité : son absence totale d'inertie, mise en évidence d'une façon très frappante par les expériences d'Abraham et Lemoine ⁽¹⁾. Il est seul utilisable, de ce chef, pour des mesures de différences de potentiel très rapidement variables ⁽²⁾.

¹⁾ *Journal de Physique*, 1900, p. 262.

⁽²⁾ Son emploi serait, par exemple, tout indiqué pour l'étude des retards d'étincelle ; une des nombreuses causes d'incertitudes et

Il ne peut mesurer d'ailleurs que des différences de potentiel assez élevées. Le sulfure de carbone, ou les autres milieux liquides auxquels il fait appel sont, d'autre part, des isolants très insuffisants pour des mesures électrostatiques.

3. Pour les mesures électrostatiques il faut les isolants solides parfaits, ou l'air. Les seuls phénomènes de mesure utilisables sont alors les phénomènes les plus simples liés aux différences de potentiel entre conducteurs : les attractions et répulsions de Coulomb. Les appareils basés sur ce principe sont, à proprement parler, les *électromètres*, en comprenant d'ailleurs aussi sous ce nom les électroscopes, qu'a mis à part une classification assez artificielle. Ils font, seuls, l'objet de la présente étude.

Ces électromètres ne comportent aucun passage continu de courant, et leurs fuites peuvent être réduites théoriquement à rien, pratiquement à presque rien : ce sont les seuls appareils rigoureusement *électrostatiques*. Cela ne veut pas dire d'ailleurs qu'ils n'apportent aucune perturbation à la différence de potentiel étudiée ; ils doivent remplacer le premier équilibre par un autre auquel prennent part leurs divers conducteurs, d'où un déplacement de charges. La perturbation ainsi apportée est unique, bien définie, et calculable si l'on connaît les diverses capacités ; elle est analogue à celle qu'apporte, dans une enceinte thermiquement isolée, la capacité calorifique du thermomètre.

Les forces ou les couples observés dans la mesure sont les résultantes des attractions ou répulsions qu'exercent

d'incohérence dans les résultats pourrait être levée par un contrôle des différences de potentiel réellement agissantes à l'éclateur (elles peuvent être, par suite de phénomènes d'oscillation, momentanément tout autres que celles qu'on croit réaliser par un contact métallique brutal).

entre elles les charges ainsi apportées à l'appareil. Le problème électrométrique proprement dit envisage les différences de potentiel liées à ces distributions : les charges n'interviennent alors que comme intermédiaires. Ces charges peuvent aussi être étudiées pour elles-mêmes, et les électromètres deviennent, dans les recherches d'ionisation et de radioactivité, des appareils extrêmement sensibles, pour la mesure des courants infimes.

4. Si le potentiel ⁽¹⁾ du corps varie, des charges sont transportées par le fil conducteur de communication. On pourrait, au lieu de les recevoir directement dans l'électromètre, les recueillir en fonction du temps sur des *enregistreurs* appropriés, et les étudier ensuite à loisir avec l'électromètre. La méthode peut être intéressante, soit pour des variations rapides où l'inertie des électromètres rend les mesures impossibles, soit pour des enregistrements dans des conditions d'instabilité mécanique inadmissibles pour ces instruments. Elle peut même comporter une amplification des potentiels étudiés, si le récepteur intermédiaire est un condensateur à capacité variable : on le reliera sous sa capacité maxima, à la source à bas voltage, pour lui donner ensuite sa capacité minima quand on le met en communication avec l'électromètre : les essais dans ce sens donnent naturellement les résultats prévus avec évidence. (Une correction, souvent importante, mais en général invariable et facile à mesurer, vient de la différence de potentiel de contact entre les deux armatures : elle libère, dans les changements de capacité, des charges perturbatrices.)

(1) Nous emploierons souvent, par abréviation, l'expression *potentiel d'un conducteur* pour désigner la différence de potentiel entre ce conducteur et le conducteur dont le potentiel est pris comme zéro (en général, l'enceinte protectrice de l'électromètre), que nous appellerons aussi le *sol*.

Ces enregistrements des charges pourraient être assez intéressants pour l'étude des nuages orageux au moyen de ballons-sondes ⁽¹⁾ : l'instabilité mécanique ne permet d'y installer que des électromètres peu sensibles ⁽²⁾, et les fuites inévitables du cylindre de Faraday (où l'aspirateur fait passer de la vapeur d'eau condensée), exigent un enregistrement sous des différences de potentiel aussi faibles que possible : on l'obtiendrait en recueillant les charges successives (à intervalles de temps réguliers) sur une série de condensateurs de capacité suffisante. La difficulté réside dans des isollements assez parfaits pour conserver ces charges pendant des heures et même des journées. Ce n'est pas réalisable avec des condensateurs à lame d'air, et les mesures d'ionisation spontanée en vase clos permettaient de le prévoir : la radiation pénétrante, variable d'ailleurs avec les conditions atmosphériques, ionise jusqu'à trente molécules par seconde, par centimètre cube d'air, dans les conditions normales. Ce nombre est même augmenté auprès des armatures métalliques, par le rayonnement propre de ces parois. Si nous prenons $4,2 \cdot 10^{-10}$ comme valeur de la charge élémentaire d'un ion, nous pouvons alors calculer approximativement la fuite horaire possible de ce chef (quand il y a saturation) par centimètre carré d'un condensateur de $0,33$ cm d'épaisseur

$$30 \times 4,2 \cdot 10^{-10} \times 0,33 \times 1 \times 3600 = 1,5 \cdot 10^{-5};$$

la chute de potentiel correspondante est

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{Q}{S} \times 4\pi e = 6 \cdot 10^{-5} \text{ C. G. S.} = 18 \cdot 10^{-3} \text{ volts,}$$

ou $\frac{2}{100}$ de volt par heure.

Le procédé n'est pas pratiquement applicable avec un

⁽¹⁾ Recherches entreprises par MM. Violle et Villard.

⁽²⁾ Cf. VILLARD, *Comptes rendus*, t. 153, 1911, p. 315.

intervalle de temps un peu considérable entre l'enregistrement et la mesure (ou bien il faudrait faire des isollements dans le vide); mais si l'on peut faire les lectures immédiatement, il est susceptible de rendre des services.

J'ai obtenu des résultats qualitativement intéressants, pour des potentiels élevés et variables, par un enregistrement continu à la surface d'un disque isolant : Un disque mince de soufre ⁽¹⁾ en rotation passe entre un plateau B relié au sol et une électrode A en communication avec la source. Cette électrode est un petit plan

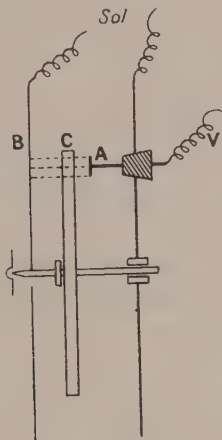


Fig. I.

conducteur enduit d'une préparation au polonium pour les potentiels de quelques centaines de volts, une simple pointe pour les potentiels atteignant des milliers de volts. Elle dépose, à la surface du disque, des charges qu'on peut ensuite étudier à l'électromètre, par influence.

Les fuites tangentielles prennent alors une importance

(1) On réalise facilement au tour des disques de 3^{mm} d'épaisseur et 10^{cm} de rayon suffisamment résistants.

relative bien plus grande, et ne m'ont pas paru permettre pratiquement des mesures quantitatives, même par une lecture immédiate.

Les choses sont d'ailleurs ici plus compliquées que dans le cas des contacts métalliques : la distribution de charges en C tend en effet vers celle d'un petit plateau métallique qui serait placé en ce point et relié à A, mais avec une vitesse limitée, fonction de l'ionisation entre A et C; vitesse qui diminue encore quand le champ tombe, entre ces deux points, au-dessous de la valeur de saturation.

La vitesse d'enregistrement influe donc sur la loi qui relie les charges recueillies aux potentiels V qu'elles mesurent; c'est seulement pour des vitesses assez faibles, avec une ionisation assez intense, qu'on aura approximativement la proportionnalité. Dans le cas de l'ionisation par aigrette, qui est elle-même fonction de V , les relations deviennent encore plus complexes.

5. Remarquons, pour n'avoir plus à y revenir, que les récepteurs intermédiaires peuvent servir à multiplier la sensibilité des mesures électrométriques, à condition qu'on y dépense l'énergie mécanique nécessaire. Nous en avons signalé en passant un exemple, pour la mesure de différences de potentiel faibles : on charge un condensateur puis, en éloignant l'une de l'autre ses deux armatures, on peut élever son potentiel dans un rapport connu, et le rendre mesurable.

Pour mesurer une *charge* très faible, on pourra employer l'artifice des machines électriques à addition, par influence. Là encore, le résultat obtenu exige une dépense de travail contre les forces électriques. Cette méthode introduit de nombreuses causes de perturbation accidentelles (frottements, variations des conditions d'influence, etc.) et ne paraît guère susceptible de conduire à un progrès notable vers la sensibilité dans la mesure des petites charges.

Elle a été utilisée d'abord par Blondlot (1) sous sa forme la plus immédiate : transports répétés dans un cylindre de Faraday de charges induites, sur un plan d'épreuve, par la charge étudiée, dans des conditions géométriques définies. Une des grosses difficultés est justement l'invariabilité nécessaire des conditions d'influence : les résultats rapportés semblent indiquer, dans la mesure de petites charges, des incertitudes de $\frac{1}{9000}$ C. G. S. électrostatiques. C'est la précision qu'on atteint dans la mesure directe des charges avec un électromètre (sensibilité $\frac{1}{2000}$ volt, capacité 80cm , d'où sensibilité aux charges $\frac{1}{7500}$ C. G. S.), et encore mieux avec des électroscopes à feuille d'or à montage hétérostatique symétrique, grâce à leur faible capacité.

L'addition pure et simple des charges n'est obtenue que dans un cylindre de Faraday entourant *complètement* le plan d'épreuve au moment du contact. Si cette condition n'est pas réalisée, le plan d'épreuve gardera chaque fois une fraction ϵ déterminée (2) de la charge totale croissante Q ; à partir du moment où ϵQ devient égal à q , charge élémentaire apportée par le plan d'épreuve, celui-ci ne cède plus rien au cylindre dont la charge et le potentiel demeurent alors invariables, malgré le jeu ultérieur du plan d'épreuve.

Un nouveau procédé de multiplication et de mesure consiste alors, non plus à faire la manœuvre du plan d'épreuve un nombre de fois bien déterminé dans un cylindre de Faraday parfait, mais, au contraire, à la faire indéfiniment dans un cylindre incomplet, et à étudier l'état d'équilibre réalisé.

Le principe de cette méthode a été préconisé par Einstein (3). Un conducteur entraîné par un axe de rotation

(1) BLONDLOT, *Journal de Physique*, 1902, p. 1.

(2) Si le contact a lieu dans des conditions géométriques toujours identiques.

(3) EINSTEIN, *Phys. Zeitsch.*, 1908, p. 216.

vient régulièrement se charger par influence devant le conducteur étudié (potentiel inconnu V), et se décharger dans le cylindre de Faraday jusqu'à le maintenir au potentiel kV , n multiplicateurs semblables en série donneront une multiplication totale K^n .

L'appareil a été réalisé par C. et P. Habicht ⁽¹⁾, avec une multiplication totale de 360 000 pour les voltages. Mais le jeu de l'appareil introduit des perturbations correspondant à des incertitudes de l'ordre de $\frac{3}{10000}$ de volt sur le potentiel du conducteur primaire (capacité, 10^{cm}). Ce résultat paraît même inespéré, étant donnée l'intervention de nombreux contacts métalliques à frottement intermittent sur le conducteur mobile. Il doit être une limite extrême due à un heureux hasard et ne constitue encore pas cependant un progrès pour la sensibilité aux petites charges.

6. Qu'on étudie la distribution proposée ou une autre obtenue à partir de celle-là et liée à elle par une loi connue (enregistrement, ou multiplication), l'opération électrométrique finale est toujours la même : la différence de potentiel est mesurée par les forces ou les couples électrostatiques qu'on observe.

Une difficulté apparaît immédiatement : de telles attractions se manifestent spontanément entre des conducteurs reliés métalliquement. C'est le phénomène de Volta, qui semble vicier le principe même de ces mesures. Il intervient, en tous cas, constamment, comme nous le verrons, sous des formes diverses, dans les mesures électrométriques, et mérite, à ce titre, de faire l'objet d'un Chapitre important de cette étude.

(1) C. et P. HABICHT, *Phys. Zeitschr.*, 1910, p. 532.

CHAPITRE II.

Le phénomène de Volta.

7. Le phénomène de Volta a fait l'objet, pendant plus d'un siècle, de polémiques interminables et, il n'y a pas quinze ans, Kelvin et Lodge, ont encore pu développer avec une égale vigueur deux théories rivales, diamétralement opposées aussi bien pour la localisation de la différence de potentiel, que pour son interprétation.

Des résultats expérimentaux plus récents paraissent avoir définitivement tranché l'incertitude relative à sa localisation. L'explication même du phénomène reste une des questions les plus obscures de la Physique, et s'il est légitime d'en chercher une interprétation, on ne la peut présenter qu'avec les plus grandes réserves, réserves prudentes que nous formulerons ici une fois pour toutes.

On ne saurait trop préciser d'abord la nature de la question, même au risque de faire des remarques bien évidentes : le phénomène exige *des forces électromotrices*; deux lames parallèles de zinc et de cuivre, réunies métalliquement donnent entre elles un champ correspondant non à des charges constantes, mais à une différence de potentiel constante. Quand on fait varier leur distance, on obtient donc des courants dans le fil de liaison, et il faut chercher quelque part dans le circuit, des forces capables d'agir sur des porteurs de charges électriques.

Ces forces, pour des raisons de symétrie élémentaires, si la température est uniforme, ne peuvent agir que dans des régions d'hétérogénéité, dans des couches de passage : sur les surfaces et à la soudure. Volta et Kelvin localisaient l'effet important à la soudure des deux métaux, Galvani et Lodge à la surface de l'un et l'autre métal.

Cette première question si longtemps et âprement

débatte paraît bien définitivement réglée par des expériences concordantes de Brown ⁽¹⁾, de Greinacher ⁽²⁾ et de de Broglie ⁽³⁾. La différence de potentiel de Volta entre une lame de zinc et une lame d'or tombe de 0,94 volt environ à quelques centièmes de volt, quand on chasse, aussi bien qu'on peut le faire, toute trace d'eau de la surface du zinc. Les résultats sont analogues avec des couples formés d'un plateau d'or associé à des plateaux des divers métaux altérables, et la conclusion s'impose : l'effet Volta était presque entièrement localisé dans la couche superficielle du métal altérable. C'est d'ailleurs grâce à la présence de molécules d'eau qu'il y prend les grandes valeurs ordinairement observées, et nous reviendrons plus loin sur ce point.

8. Les forces électromotrices aux soudures des deux métaux nous serviront de modèles pour des forces analogues que nous ferons intervenir dans le phénomène superficiel ou phénomène de Volta proprement dit.

Kelvin les expliquait par l'affinité chimique mutuelle du zinc et du cuivre ⁽⁴⁾, il trouvait même une concordance entre la chaleur de formation du laiton et la force électromotrice de 0,8 volt, qu'il croyait localisée à la soudure zinc-cuivre.

Une hypothèse doit nécessairement satisfaire aux principes de la Thermodynamique, mais cette condition, simplement nécessaire, ne doit pas faire oublier le point de vue explicatif. Les analogies électrolytiques avec les ions zinc et cuivre, tous les deux positifs, conduisent difficilement à expliquer, par les attractions chimiques des deux métaux, la production d'un courant. L'objection de Lodge

⁽¹⁾ BROWN, *Phil. Mag.*, t. V, 1903, p. 591.

⁽²⁾ GREINACHER, *Ann. der Phys.*, t. XVI, 1905, p. 708.

⁽³⁾ DE BROGLIE, *Comptes rendus*, t. 152, 1911, p. 696.

⁽⁴⁾ KELVIN, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 106.

d'ailleurs est irréfutable : les courants qu'on fait passer journellement dans de telles soudures permettraient d'observer la formation ou la décomposition d'alliages en quantités notables.

Une tentative d'explication cherche d'abord les porteurs de charges : ce sont ici les corpuscules de la théorie électronique ; et des forces capables d'agir sur eux : ce sont les forces moléculaires de Helmholtz et de Lorentz, renouvelées de Volta ; elles s'exercent entre les atomes, immobiles en moyenne, et les électrons libres qui portent les charges mobiles.

Ces forces contribuent à créer dans la région d'hétérogénéité une distribution de charges électriques susceptible d'y réaliser l'équilibre moyen des électrons libres (à une température donnée) par la superposition d'un champ électrostatique aux forces moléculaires et aux « pressions osmotiques » des électrons libres ⁽¹⁾. Cette distribution est nécessairement une couche double, puisque le champ devient nul dans l'un et l'autre des deux domaines homogènes ; elle correspond à une certaine différence de potentiel électrostatique : c'est la différence de potentiel vraie entre les deux métaux.

Elle serait atteinte par l'expérience de Volta si l'on arrivait à éliminer les phénomènes superficiels des deux plateaux. Greinacher et de Broglie paraissent approcher de cette condition ; leurs mesures conduisent, en tous cas, à des valeurs très faibles pour les différences de potentiel vraies.

(1) Les électrons libres participent à l'agitation thermique des atomes suivant une loi, probablement plus compliquée que l'équpartition, et fonction de la nature du métal. Cette agitation thermique tend à produire un flux déterminé d'électrons à travers une surface séparant deux métaux différents, la considération des *pressions osmotiques* n'est qu'une autre manière de traduire ce flux thermique.

9. Lodge prétendait prévoir ce résultat à partir des mesures de la chaleur de Peltier. Kelvin, au contraire, qui leur attribuait des valeurs beaucoup plus grandes, les considérait, par conséquent, comme tout à fait distinctes des coefficients de Peltier.

Cette dernière manière de voir a été développée au point de vue thermodynamique par H.-A. Lorentz ⁽¹⁾ et par Duhem ⁽²⁾. Elle a soulevé d'ailleurs de longues controverses et il peut n'être pas inutile de la reprendre à un point de vue surtout descriptif.

Le raisonnement de Lodge envisage implicitement un transport de charges électriques *libres* à travers la surface. La seule énergie potentielle qui varie est alors l'énergie électrostatique, ses variations ne peuvent être compensées que par des échanges thermiques : par la chaleur de Peltier.

Mais les charges ne peuvent pas traverser la soudure sans être transportées par des corpuscules *soumis à d'autres forces que celles du champ électrostatique dans lequel ils se meuvent*. Ces forces manifestent des variations d'une énergie potentielle non électrique ; elles pourraient compenser celles de l'énergie électrostatique, sans qu'aient besoin d'intervenir des échanges d'énergie cinétique, c'est-à-dire le phénomène de Peltier.

Si les forces électriques et moléculaires interviennent seules pour se faire équilibre, un électron auquel on fait parcourir le circuit fermé DCABD ne perd ni ne gagne d'énergie, les variations totales des deux énergies potentielles étant séparément nulles. Ce qui étonne un peu, à première vue, c'est que dans la partie AB de son parcours il n'est pas constamment en équilibre : la force électrostatique agit dans tout l'intervalle vide, tandis que la force moléculaire agit seulement dans les deux couches de

(¹) LORENTZ, *Arch. Néerl.*, 1885, p. 129.

(²) DUHEM, *Ann. Ch. et Ph.*, 6^e série, t. XII, 1887, p. 449.

passage : cela n'empêche pas leurs travaux de se compenser de A à B s'ils se compensent en C ⁽¹⁾.

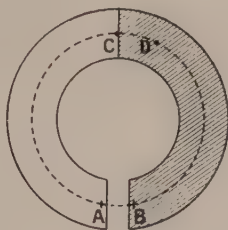


Fig. 2.

Si leur compensation n'est pas complète en C, la différence des deux travaux sera juste égale et de signe contraire dans le passage AB; elle correspond à la différence

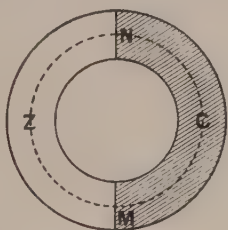


Fig. 3.

spécifique des flux thermiques d'électrons dans les deux métaux à la température uniforme réalisée ⁽²⁾; c'est à elle qu'est lié l'effet Peltier. L'énergie cinétique ainsi gagnée ou perdue par les électrons est empruntée ou cédée au métal. Faisons parcourir alors à des électrons le circuit

⁽¹⁾ Le cas envisagé ici est celui où interviendrait seulement la différence de potentiel vraie, sans autres couches doubles en A ou en B, cela paraît être la limite des expériences de de Broglie

⁽²⁾ Ou, pour exprimer autrement la même chose, à la différence de concentration des électrons libres dans les deux métaux.

bimétallique fermé MZNC ⁽¹⁾ : ils emprunteront de la chaleur au métal en N pour en céder en M, les températures changeront en ces deux points, et, avec elles, les conditions d'équilibre. En particulier, les deux différences de potentiel vraies cessant d'être égales et opposées, on a des forces contre-électromotrices thermoélectriques.

Toute la question repose en somme sur la distinction nécessaire entre la force électromotrice totale et la différence de potentiel électrique. Si l'on définit, avec Lodge ⁽²⁾, la différence de potentiel comme le quotient $\frac{T}{Q}$ du travail dépensé par la charge Q qui a traversé la surface, ses conclusions sont exactes, car T est équivalent à la chaleur de Peltier. Mais ce travail est une somme algébrique où figurent les travaux des forces moléculaires et électriques qui sont deux formes distinctes d'action mutuelle des atomes et des électrons. Nous avons vu plus haut la nécessité de considérer à part les forces électrostatiques, seules liées à la différence de potentiel vraie.

C'est seulement, je crois, sur des données expérimentales comme celles de Greinacher et de de Broglie qu'on peut considérer les différences de potentiel vraies comme très petites.

10. Les différences de potentiel de Volta (de l'ordre du volt) sont localisées dans les couches métalliques superficielles altérées. Ces couches de passage sont beaucoup plus complexes que les soudures de deux métaux; il faut rechercher de quelle nature peuvent être les forces capables d'y produire des différences de potentiel :

Les porteurs de charges peuvent être des ions gazeux, contre la surface, des ions électrolytiques dans une

(1) Par exemple, en faisant varier le flux magnétique dans l'anneau.

(2) LODGE, *Phil. Mag.*, t. II, 1900, p. 376.

pellicule semi-liquide intermédiaire, ou des électrons dans la partie métallique du domaine d'hétérogénéité.

La théorie de Lodge prend les choses sous le premier de ces trois points de vue : la force agissante serait l'attraction chimique du zinc et de l'oxygène de l'air ⁽¹⁾. Cette explication paraît difficile à développer, et l'hypothèse peu justifiée, suivant laquelle ces atomes d'oxygène se trouveraient tous chargés négativement. Dans l'ionisation gazeuse, en effet, il n'y a aucune relation entre le signe des ions et leur nature chimique.

Le point de vue électrolytique est plus d'accord avec les théories actuelles des phénomènes électrochimiques, et le rôle essentiel de l'eau dans le phénomène de Volta semble d'abord lui donner beaucoup de poids. Les forces électromotrices électrolytiques sont dues à la diffusion des ions ; et Nernst a étendu, par la notion de tension de dissolution des ions métalliques, ce genre d'interprétation à la différence de potentiel totale entre une électrode et la solution électrolytique en contact avec elle. Le phénomène de Volta peut apparaître alors comme un cas particulier relevant de la théorie de Nernst : il serait dû à des forces de diffusion agissant sur des porteurs de charges positives de dimensions atomiques, dans la petite couche électrolytique superficielle.

Mais, dans la couche de passage qui sépare un milieu métallique homogène d'une solution électrolytique homogène, le domaine d'hétérogénéité doit comporter une partie quasi métallique. Aucune raison logique ne permet de la

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, t. XIX, 1885, p. 266. Lodge a d'ailleurs un peu modifié ultérieurement ce point de vue (*Phil. Mag.*, t. II, 1900, p. 380) en admettant au contraire l'explication de l'affinité de l'oxygène pour les métaux, par des attractions exercées sur l'électricité négative, dans le genre des forces de Helmholtz. Cela conserve, en tout cas, comme base, cette notion de la charge négative de l'oxygène.

négliger implicitement devant la partie quasi électrolytique, et les forces électroniques dont elle pourrait être le siège sont peut-être susceptibles d'intervenir utilement dans l'explication du phénomène.

Deux questions successives se posent : la première relative à l'existence de telles forces, l'autre aux conditions nécessaires pour qu'elles créent les couches doubles et les chutes de potentiel électrique du phénomène de Volta.

11. Les phénomènes thermoélectriques conduisent à admettre l'existence de ces forces électroniques à la soudure de deux métaux, leur travail correspond à une variation $\Delta\varphi$ d'énergie potentielle non électrique ⁽¹⁾ de l'électron libre quand il passe d'un métal à l'autre; on a évidemment $\Delta\varphi = \Phi - \Phi'$ différence des variations d'énergie potentielle de l'électron quand il passe du vide dans le zinc ou dans le cuivre. Φ et Φ' peuvent être séparément beaucoup plus grands que $\Delta\varphi$: L'étude du phénomène de Richardson va nous fournir le meilleur argument dans ce sens.

Considérons un conducteur isolé, à température élevée, soumis à un champ extérieur qui soit nul à grande distance : il conserve ses électrons malgré leur agitation. Ce résultat semble, au premier abord, pouvoir être attribué simplement à une chute superficielle du potentiel électrique; essayons de développer ce point de vue : les centres positifs occupent un domaine géométriquement invariable; les électrons libres en sortent grâce à leur agitation, mais ils y laissent par cela même un excès de charges positives et se trouvent soumis, aussitôt sortis, à des attractions électriques qui les arrêtent bientôt. Ils constituent une couche extérieure négative formée d'électrons libres

⁽¹⁾ Ou, plus précisément, non attribuable à des gradients de potentiel électrique.

dans le vide, dont la densité moyenne $n(x)$ est fonction de la distance x comptée normalement à partir de la surface métallique. Le champ, nul pour x infini, redevient nul dans le métal, ce qui exige une couche positive ⁽¹⁾ superficielle de densité

$$\sigma = \int_0^{\infty} n(x)e \, dx,$$

en appelant e la valeur absolue de la charge d'un électron.

La distribution d'équilibre moyen suppose un champ nul pour x infini, d'où, à une distance x du métal, un champ

$$h = \int_x^{\infty} 4\pi n(x)e \, dx.$$

Quelque hypothèse qu'on fasse sur la loi de répartition des vitesses absolues des électrons au départ, le nombre de ceux dont la vitesse a une composante normale V_x donnée est une fonction décroissante de V_x . Cela conduit pour $n(x)$ à une valeur maxima contre la surface et décroissante à mesure qu'on s'en éloigne.

Si nous entretenons artificiellement à grande distance X un champ — H , les couches extrêmes d'électrons ne peuvent plus être en équilibre et s'éloignent indéfiniment. Cela exige qu'un flux continu d'électrons quitte la surface pour entretenir une nouvelle distribution $n_1(x)$, on recueillera des courants croissants avec l'intensité H , et limités seulement, semble-t-il, par le nombre des électrons susceptibles de traverser par seconde la surface du métal : il suffira, pour obtenir ce courant de saturation que le champ électrique près de la surface

$$\left[-H + \int_0^X 4\pi n_1(x)e \, dx \right]$$

⁽¹⁾ Où les électrons sont moins nombreux que dans le métal massif.

soit nul. Les courants de saturation ainsi réalisables seraient alors fonction de la température, mais il paraît impossible d'expliquer dans cette manière de voir les variations à allure exponentielle observées par Richardson ⁽¹⁾. Le courant de saturation aurait en particulier des valeurs très notables à la température ordinaire : en fait il est pratiquement nul ⁽²⁾.

D'après ces résultats, les électrons doivent dépenser un certain travail Φ pour sortir du métal, et non pas une fois sortis; tous ceux qui sortent paraissent susceptibles d'être emportés dans le courant de saturation. Ce travail Φ est l'équivalent d'un certain travail électrique Ve , mais il ne semble pas possible de l'attribuer effectivement à une chute de potentiel, c'est-à-dire à une couche double. Si des forces d'autre nature n'agissaient pas sur les électrons, cette couche double ne pourrait, en effet, se réaliser que suivant le processus indiqué plus haut.

Ces forces *moléculaires* (équivalentes à des chutes de potentiel de quelques volts) sont nécessaires pour maintenir les électrons dans le métal. Seuls ceux dont la force vive perpendiculairement à la surface dépassera Φ pourront sortir, et être emportés alors par un champ électrique artificiellement maintenu à l'extérieur.

De quelle nature sont ces forces, c'est une question qu'on ne peut aborder utilement, puisqu'on ignore complètement la constitution de l'atome. Il peut y intervenir des attractions électrostatiques analogues à celles qu'il faut

⁽¹⁾ RICHARDSON, *Phil. Trans.*, t. CCI, A, 1903, p. 497.

⁽²⁾ On peut faire l'expérience en éliminant toute complication possible liée à des altérations superficielles du métal, si l'on prépare des surfaces parfaitement propres, par distillations successives de métaux alcalins dans le vide. Des mesures de ce genre ont été réalisées par Henriot; si l'on évite absolument l'action de la lumière, on ne peut pas obtenir des courants atteignant 10^{-16} ampères par centimètre carré (effet Richardson, et radioactivité).

vaincre pour ioniser un gaz ⁽¹⁾. Richardson, dans un Mémoire tout récent ⁽²⁾, où il corrige son point de vue primitif, invoque des effets de ce genre pour montrer que Φ n'est pas forcément lié à une chute de potentiel.

Des attractions tout à fait autres peuvent exister d'ailleurs entre électrons et atomes, dans le genre des forces de cohésion entre atomes qui ne semblent guère explicables par des actions électrostatiques ⁽³⁾.

12. Le fait important est que ces forces existent à la surface des métaux. Elles peuvent, ou non, y créer des couches doubles. Si elles s'exercent dans un domaine d'épaisseur extrêmement faible, par exemple, elles n'y trouveront matériellement pas les éléments d'une telle couche double. Elles agiront alors à la façon d'une paroi

⁽¹⁾ Il ne faut pas confondre, bien entendu, ces forces électrostatiques avec celles qu'exerce sur l'électron un gradient de potentiel dû à une couche double extérieure à lui. Celles que nous envisageons ici naîtraient automatiquement entre un seul électron et l'atome qu'il quitte, et se rangent ainsi parmi les forces *moléculaires*.

⁽²⁾ RICHARDSON, *Phil. Mag.*, t. XXIII, 1912, p. 277.

⁽³⁾ On peut chercher dans des voies très diverses, par exemple celle-ci (que j'indique purement à titre d'exemple, pour montrer la variété des tentatives possibles) : Si l'on envisage la charge élémentaire de l'électron comme possédant des dimensions finies, et ses diverses parties comme exerçant des répulsions mutuelles de Coulomb, Henri Poincaré a signalé la nécessité d'une pression du milieu éther pour maintenir en équilibre cet électron. Si le pouvoir inducteur du milieu augmentait sans que change cette pression, elle produirait une diminution du rayon de l'électron ; pour que le rayon reste le même il faudrait que la pression diminue. Supposons que ce soit le cas et nous aurons, au moment où l'électron sort du métal, des pressions inégales sur les deux hémisphères, équivalentes à une résultante vers l'intérieur. Les atomes exerceraient alors indirectement des forces sur les électrons, en imposant à l'éther, par leur présence même, des variations de pression, ou de densité.

rigide pour arrêter les électrons dans leur agitation vers l'extérieur. Dans ce cas-là, on n'aurait pas de discontinuité superficielle du potentiel électrique, c'est ce qui paraît réalisé sensiblement par une surface métallique inaltérable ou parfaitement nettoyée comme dans les expériences de de Broglie.

A la soudure des deux métaux, nous avons admis, au contraire, que les forces correspondant à $\Phi - \Phi'$ créent une couche double et une différence de potentiel électrique vraie. C'est parce que nous supposons implicitement la couche de passage entre deux métaux beaucoup plus continue et douée des propriétés métalliques : les électrons libres qu'elle contient doivent y être en équilibre moyen.

M. Langevin m'a fait remarquer, d'ailleurs, que le phénomène d'Édison-Richardson entraîne de façon très immédiate la nécessité des différences de potentiel vraies : l'émission d'électrons est différente, en effet, pour deux métaux A et B à une même température. Plaçons alors deux plateaux A et B non altérés superficiellement et reliés métalliquement, à très petite distance l'un de l'autre, dans le vide. On aurait une circulation continue d'électrons dans un circuit isotherme, si le champ électrique correspondant à la différence de potentiel vraie ne venait compenser, dans l'espace vide, l'effet des deux émissions ⁽¹⁾ inégales.

13. Ces forces peuvent expliquer les couches doubles superficielles du phénomène de Volta, si le domaine d'hétérogénéité devient plus épais. Elles *s'étaleront* alors dans cette couche de passage où elles trouveront des centres positifs immobiles, et des électrons qu'elles déplaceront

⁽¹⁾ Richardson vient de signaler à son tour (*Phil. Mag.*, t. XXIII, 1912, p. 266) cette dépendance entre l'émission thermique des électrons et les différences de potentiel vraies.

vers l'intérieur; d'où une couche double, dans le sens qu'indique toujours effectivement l'expérience : à la surface des métaux oxydables altérés par des molécules d'eau ou du platine altéré par de l'hydrogène, le potentiel est plus élevé que dans les couches massives.

Il est intéressant de remarquer que ces cas, où le phénomène de Volta est particulièrement important, sont justement des cas où la formation de couches de passage notables paraît très probable. L'action catalytique de l'eau, dans l'oxydation superficielle des métaux altérables, ne semble explicable en effet que par une pénétration de ce genre. Le rôle essentiel de l'eau, qui paraissait d'abord conduire si naturellement à une interprétation électrolytique du phénomène de Volta, s'explique alors aussi bien par la formation de couches de passage quasi-métalliques. L'effet Volta dû à l'hydrogénation du platine (rapproché des actions catalytiques de la mousse de platine), vient en faveur de cette dernière interprétation. L'hydrogène pourrait, il est vrai, intervenir seulement pour créer une électrode soluble, mais Greinacher a justement observé que l'action des desséchants, efficace pour faire disparaître l'effet Volta sur les métaux oxydables, ne l'était plus pour le platine hydrogéné.

Quelle serait alors la valeur de la différence de potentiel V ainsi produite par les forces moléculaires? Une condition apparaît seulement : $eV < \Phi$. V pourra augmenter quand croît la couche de passage, mais pour tendre vers une valeur déterminée quand cette couche devient complète et réalise la couche de passage spécifique des deux milieux. Si les deux milieux sont un métal et l'eau, à cette différence de potentiel électronique pourront naturellement s'ajouter des différences de potentiel électrolytiques quand se produiront des altérations chimiques.

14. Nous avons jusqu'ici envisagé l'intervention pos-

sible de ces effets électroniques à la suite d'une simple remarque assez naturelle : le domaine d'hétérogénéité, condition nécessaire, mais non suffisante, pour l'apparition d'un gradient de potentiel spontané, doit comporter une partie quasi-métallique, à conductibilité électronique.

Cette intervention a paru admissible dans l'interprétation des faits expérimentaux; elle pourra même, peut-être, faire mieux et s'y montrer avantageuse :

Les différences de potentiel superficielles de Volta sont extrêmement sensibles à des actions purement physiques comme l'écrouissage et le polissage ⁽¹⁾. Ce résultat, très naturel avec la complexité probable des forces électroniques inconnues, l'est beaucoup moins dans l'interprétation uniquement électrolytique par diffusion d'ions. A tout le moins, l'écrouissage, qui augmente la ténacité donc les attractions moléculaires des atomes, devrait-il plutôt diminuer la tension de dissolution du zinc; or, il augmente au contraire l'effet Volta.

L'effet Volta est maximum quand on vient de renouveler au papier de verre fin la surface du zinc, dans l'air ordinaire, même très éloigné de la saturation hygrométrique. La présence de molécules d'eau dans la couche de passage y joue un rôle essentiel, nous le savons; mais elles y constituent à ce moment-là un milieu auquel il paraît bien difficile d'attribuer des propriétés électrolytiques. Dans la suite, par altérations chimiques lentes accompagnées de fixations plus importantes d'eau (hydroxydes, carbonates basiques), la différence de potentiel baisse, justement lorsque des effets électrolytiques semblent venir s'ajouter au phénomène primitif. De là à considérer cet effet Volta proprement dit comme la partie

⁽¹⁾ ERSKINE MURRAY, *Phil. Mag.*, t. XLV, 1898, p. 399. — PELLAT, *Ann. de Ch. et Ph.*, t. XXIV, 1881, p. 73.

électronique de la différence de potentiel zinc-eau, il n'y a pas loin.

15. Cet effet électronique interviendrait alors nécessairement aussi dans la différence de potentiel totale entre une électrode métallique et sa solution électrolytique. En étudiant les modifications qu'apporterait ici notre nouveau point de vue, on trouve justement les arguments les plus intéressants en sa faveur.

La théorie de Nernst attribue cette différence de potentiel totale à des forces agissant sur les centres métalliques positifs. La notion de tension de dissolution des ions métalliques complète l'analogie avec les différences de potentiel au contact de deux électrolytes inégalement concentrés (si bien expliquées par la diffusion des ions). On sait les objections sérieuses souvent opposées à cette manière de voir, qui conduit, pour beaucoup de métaux, à des résultats peu compréhensibles.

On peut d'abord s'étonner de voir les forces de dissolution chasser du métal non pas les atomes superficiels momentanément neutres par la présence d'un électron libre, mais toujours des centres positifs pourtant retenus par l'attraction électrostatique. Dans la théorie modifiée, que nous étudions, les forces moléculaires déplacent les électrons de la partie hétérogène quasi-métallique, et les atomes superficiels prêts à entrer en solution sont tous, par cela même, des centres positifs. D'autre part, nous n'aurons plus à expliquer qu'une partie de la différence de potentiel totale, par des forces agissant sur eux, et cette retouche tend à éliminer des résultats les invraisemblances qu'on y a signalées.

Nous allons rapprocher, à titre de simple indication dans ce sens, les valeurs (en volts) de la différence de potentiel totale V entre une électrode métallique et sa solution électrolytique normale et de l'effet Volta φ pour

le métal correspondant :

	Al.	Zn.	Cu.	Sn.	Pb.	Ag.
V.....	+1	+0,52	-0,5	-0,09	-0,1	-0,9
φ	+1,3	+0,94	+0,2	+0,66	+0,8	+0,8
$v = V - \varphi$	-0,3	-0,42	-0,7	-0,75	-0,9	-1,1

Si φ représente une partie électronique de V, il ne restera que $v = V - \varphi$ à expliquer par des forces agissant sur les ions métalliques positifs.

Chacune des deux premières séries de valeurs n'est déterminée qu'à une constante près, par des mesures différentielles : les valeurs de V ⁽¹⁾ en supposant nulle la différence de potentiel entre le mercure polarisé et la solution sulfurique au moment du maximum de tension capillaire, celles de φ en supposant nul l'effet Volta sur l'or. Les valeurs de v comportent donc aussi une constante inconnue.

Ces nombres déterminent, en tous cas, sans ambiguïté les différences $(V_1 - V_2)$, $(\varphi_1 - \varphi_2)$ et $(v_1 - v_2)$ pour un couple quelconque de deux métaux. On voit que les valeurs extrêmes de $(v_1 - v_2)$ sont bien moins grandes que celles de $(V_1 - V_2)$, ce qui diminue beaucoup les valeurs énormes attribuées aux rapports des tensions de dissolution des divers métaux. La théorie ordinaire donne

$$V = A \log \frac{P}{\pi},$$

d'où

$$V_1 - V_2 = A \log \frac{P_1}{P_2},$$

que nous remplaçons par

$$V = \varphi + A \log \frac{P}{\pi},$$

d'où

$$V_1 - V_2 = \varphi_1 - \varphi_2 + A \log \frac{P_1}{P_2}$$

⁽¹⁾ Cf. HOLLARD, *Électrolyse*, p. 151.

ou

$$A \log \frac{p_1}{p_2} = v_1 - v_2.$$

Dans le cas du zinc et du cuivre par exemple (pile Daniell à solutions normales), la relation

$$A \log \frac{P_1}{P_2} = V_1 - V_2 = 1,02 \text{ volt}$$

donne $\frac{P_1}{P_2}$ voisin de 10^{39} ⁽¹⁾. Au contraire, $v_1 - v_2 = 0,28$ est presque quatre fois plus petit que $V_1 - V_2$, ce qui donnerait

$$\frac{p_1}{p_2} = \sqrt[4]{\frac{P_1}{P_2}},$$

ou environ 10^{10} .

Les valeurs absolues attribuables aux diverses différences de potentiel V sont très controversées et, en toute rigueur, absolument inconnues : les actions non électriques qui interviennent dans les phénomènes électro-capillaires ⁽²⁾ ne permettent plus de postuler la différence de potentiel nulle entre le mercure polarisé et la solution électrolytique au moment du maximum de tension superficielle. Il paraît peu probable cependant que l'écart soit grand, et ces valeurs absolues seraient peu différentes des valeurs, longtemps admises, que nous avons rapportées plus haut. Les valeurs positives pour l'aluminium et le zinc correspondraient à des pressions de dissolution énormes : 10^{10} atmosphères ⁽³⁾, par exemple, pour le zinc. L'invraisemblance serait alors tout à fait choquante ⁽⁴⁾, et, dans

⁽¹⁾ Cf. HOLLARD, *Électrolyse*, p. 89.

⁽²⁾ Cf. GOUY, *Ann. de Ch. et Ph.*, 1903 et 1906.

⁽³⁾ Cf. HOLLARD, *Électrolyse*, p. 89.

⁽⁴⁾ Cette pression de dissolution serait, en effet, $5 \cdot 10^{17}$ fois plus grande que la pression osmotique des ions dans la solution normale (22^{atm}), et cependant la concentration en zinc du métal massif n'est guère que 100 fois celle de la solution normale (7150^{g} et 65^{g} par litre).

cette hypothèse, la correction que nous proposons deviendrait particulièrement nécessaire et intéressante :

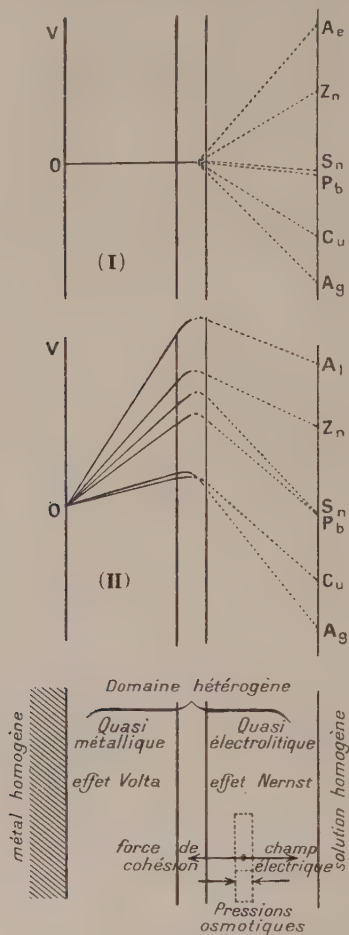


Fig. 4.

L'effet Volta, interprété comme nous l'avons fait, donnerait pour φ des valeurs effectivement positives : celles que nous avons vues plus haut corrigées d'un terme positif, probablement très petit, relatif à l'or. Cela conduit à des

valeurs de ν plus petites que celles de V , donc à des pressions de dissolution plus petites. Les nombres du Tableau donneraient, par exemple, pour ν des valeurs toutes négatives, correspondant à des tensions de dissolution extrêmement faibles; autrement dit les ions métalliques seraient soumis à des forces dirigées vers l'électrode. C'est le résultat qui paraît compatible avec les attractions de cohésion: attractions susceptibles de retenir les ions reçus par le métal, et de diminuer, au contraire, l'émission thermique des ions par le métal lui-même.

Les variations du potentiel électrique dans le domaine hétérogène seraient alors représentées par le schéma II, au lieu du schéma I qui illustre le point de vue ordinaire. La différence de potentiel totale serait la somme d'un *effet électronique de Volta* et d'un *effet électrolytique de Nernst*, de la forme

$$\left(\Psi + A \log \frac{P}{\pi}\right) \quad \text{au lieu de} \quad \left(A \log \frac{P}{\pi}\right).$$

Il est bon de remarquer que cette correction apportée à la théorie de Nernst en conserverait les contrôles expérimentaux déjà acquis :

Pour les piles de concentration à électrodes identiques, rien n'est changé

$$\left(\Psi + A \log \frac{P}{\pi}\right) - \left(\Psi + A \log \frac{P}{\pi}\right) = A \log \frac{\pi'}{\pi}.$$

Pour les piles à amalgames, nous devons écrire

$$\left(\Psi + A \log \frac{P}{\pi}\right) - \left(\Psi' + A \log \frac{P'}{\pi}\right) = (\Psi - \Psi') + A \log \frac{P}{P'}$$

avec des tensions de dissolution p et p' proportionnelles, comme P et P' , aux teneurs des amalgames. D'après le résultat des vérifications expérimentales, $(\Psi - \Psi')$ doit être nul; c'est à peu près évident, car les quelques mil-

lièmes de métal contenus dans les amalgames étudiés ⁽¹⁾ n'y sont que des impuretés légères, pour l'effet électronique. Christiansen a d'ailleurs justement étudié l'effet Volta pour des amalgames de ce genre ⁽²⁾ et ne l'a pas trouvé différent de celui du mercure (à condition d'opérer dans un gaz inerte, pour éviter les altérations chimiques superficielles).

16. Il est à peine utile de faire observer que ces modifications, dans l'analyse du mécanisme des forces électromotrices, ne changent rien à l'application du principe de conservation de l'énergie. Lorsque 96 600 coulombs ont passé du zinc dans la solution, 328,5 de zinc ont passé de l'état massif à l'état d'ions dissous. La variation d'énergie interne correspondante explique toujours les $(96\,600 \times V)$ joules fournis au courant (quand la solution est normale). Mais elle peut se faire en deux temps : 1° l'atome métallique massif se transforme, sur place, en ion soluble, à mesure que la surface métallique se rapproche de lui par dissolution de l'électrode; dans cette transformation, des forces chassent vers l'intérieur les électrons porteurs de charges négatives; 2° dans le passage en solution, des forces dues à l'agitation thermique, à la diffusion, à la cohésion, s'exercent encore sur les ions porteurs de charges positives; mais ces forces deviennent plus vraisemblables comme sens et comme ordre de grandeur.

Cette variation d'énergie interne des atomes est accompagnée d'un déplacement en bloc des électrons qui restent tous dans un état invariable. Elle est compensée par la somme de l'énergie électrique fournie

$$Vq = (\psi + v)q,$$

et d'un effet purement thermique. Ce dernier diffère donc notablement de l'effet Peltier où les change-

(1) G. MEYER, *Zeitschr. physik. Chem.*, t. VII, 1891, p. 477.

(2) CHRISTIANSEN, *W. A.*, t. LVI, 1895, p. 654.

ments d'énergie interne sont subis par des électrons; il peut être utile de l'en distinguer nettement en lui réservant, avec Lodge, le nom d'*effet Bouty*.

Dans la pile à gaz ionisé, le phénomène chimique capable de fournir effectivement au courant, par l'intermédiaire des forces électroniques, l'énergie ψq , n'existe plus, bien que la différence de potentiel superficielle ψ du phénomène de Volta subsiste. Mais alors les électrons n'avancent plus en bloc sous l'action de forces moléculaires qui se déplacent avec la couche de passage; ils doivent venir de l'extérieur et pénétrer, en traversant cette couche, sous l'action des forces moléculaires, *diminuées* des forces électriques de la couche double. Le phénomène de Volta envisagé à notre point de vue n'est donc pas susceptible de faire décrire à des électrons un circuit fermé en augmentant leur énergie cinétique, autrement dit, il ne peut pas fournir isothermiquement d'énergie à un courant qui serait uniquement transporté par des électrons, et l'absence d'énergie chimique dépensée dans le passage d'un tel courant, n'a plus rien que de tout naturel.

Le schéma théorique suivant sera plus clair, dans ce sens, qu'un raisonnement abstrait :

Imaginons, dans le vide, un condensateur formé de deux plateaux en zinc réunis par un conducteur en zinc, le tout à une température uniforme : l'un des deux parfaitement décapé au potentiel du zinc massif que nous prendrons pour zéro l'autre présentant le phénomène de Volta, et dont la surface sera par conséquent à $+\psi = 0,94$ volt ⁽¹⁾; entre les deux on aura un champ constant $\frac{\psi}{d}$.

(1) Cela semble possible à réaliser en renouvelant la surface D mécaniquement dans une enceinte absolument sèche (de Broglie). Il se produirait peut-être, il est vrai, dans le vide, une distillation ayant pour résultat de rendre pareilles les deux surfaces B et D. On pourrait à tout le moins prendre un plateau de zinc et un plateau d'or, en

Supposons un électron conduit suivant le parcours fermé ABCDA. De A à B son énergie cinétique augmenterait de $\frac{\varphi x}{d} e$; de B à C les forces moléculaires et le champ électrique superposés l'augmentent encore de $(\Phi - \varphi e)$,

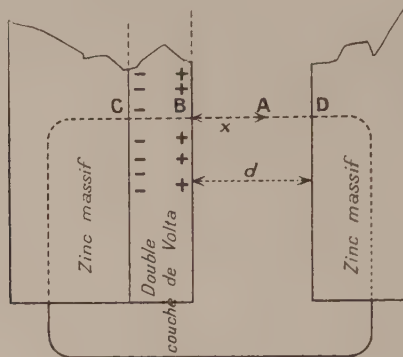


Fig. 5.

Φ étant la perte d'énergie interne qu'il subit en passant du vide dans le zinc massif; de C à D, il n'est soumis à aucune force; en sortant du zinc en D il perd l'énergie cinétique Φ , mais en reçoit du champ entre D et A, la quantité $\varphi \frac{d-x}{d} e$. Il arriverait à son point de départ identique à ce qu'il était, et avec la même vitesse, ou une vitesse plus faible s'il a perdu de l'énergie par voie irréversible. Des électrons ne sauraient donc spontanément décrire un circuit fermé. Ils auront seulement tendance à passer du vide dans le métal, à la température ordinaire, en lui apportant en moyenne la même énergie cinétique, quel que soit le chemin suivi, c'est à dire $W = \frac{1}{2} m v^2 + \Phi$ si v^2 était le carré moyen de leur vitesse initiale en un point de potentiel électrique nul ⁽¹⁾.

faisant à notre raisonnement les corrections relatives à la différence des énergies potentielles Φ et Φ' des électrons dans les deux métaux et à la petite différence de potentiel vraie.

(1) L'électron cède d'ailleurs une partie de cette énergie aux

A des températures plus élevées, l'émission de Richardson vient compliquer les choses, mais, dans ce cas encore, les électrons, dont la distribution est identique dans le métal massif en C ou en D, ne gagnent ni ne perdent d'énergie à passer de C en D ou de D en C, et il ne saurait se produire de courant faute de direction favorisée. L'action du champ due au phénomène de Volta entre les plateaux doit donc être compensée par une inégalité des deux émissions, tout à fait en accord avec notre manière de voir : la composante normale de la force vive des électrons doit dépasser Φ pour les faire sortir du métal en D, et seulement $(\Phi - \varphi e)$ pour les faire sortir en C ⁽¹⁾.

17. Notre théorie respecte donc le principe de Carnot

atomes métalliques pour garder seulement $\frac{1}{2} m V^2$ (où V^2 est le carré moyen de la vitesse d'agitation des électrons dans le métal à la température considérée). Et l'on a $V^2 < \frac{2\Phi}{m}$ puisque l'émission de Richardson est sensiblement nulle à la température ordinaire. Le circuit théorique envisagé tout à l'heure n'est donc pas réversible, et un électron en le parcourant y perdrait de l'énergie. L'énergie $\Phi - \frac{1}{2} m V^2$ apportée directement aux atomes massifs quand la surface métallique est pure, peut être cédée à la couche de passage : les parties superficielles de celle-ci semblent opposer en effet au mouvement des électrons une résistance très notable. C'est du moins ainsi que des expériences de Greinacher et Hermann (*Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 922) permettent d'interpréter des pseudo-polarisations de l'effet Volta, signalées par Gaede (*Ann. der Phys.*, t. XIV, 1904, p. 641).

⁽¹⁾ Ceci simplement pour montrer que nous ne sommes pas en contradiction avec le principe de Carnot. En réalité, les faits ne conduiraient peut-être pas à soulever cette objection et les couches de passage aqueuses, qui donnent le phénomène de Volta, disparaissent probablement avant les températures où l'émission de Richardson devient sensible. S'il n'en était pas ainsi, la résistance superficielle de la couche de passage, signalée dans la Note précédente, pourrait, il est vrai, s'opposer à l'émission; mais elle formerait alors, par cela même, des accumulations d'électrons négatifs susceptibles de renverser le champ entre les plateaux.

dans le cas où des électrons sont les seuls porteurs de charges (dans le métal ou dans le vide). Dans le cas des piles à électrolytes, les transformations chimiques qui accompagnent nécessairement le passage du courant aux deux électrodes suppriment toute difficulté. Mais il nous reste à envisager le cas où le passage du courant entre les deux plateaux est produit par un gaz ionisé.

Ce gaz peut être choisi chimiquement inerte, et le passage du courant suivant le mécanisme proposé n'entraîne aucun changement chimique. Cependant, avec deux plateaux de zinc et de cuivre réunis métalliquement et de l'azote ionisé entre les deux, le tout étant maintenu à une température uniforme, on obtient un courant électrique continu, et l'on peut recueillir par conséquent du travail. Il y a là une contradiction apparente signalée très nettement dès le début par Gouy ⁽¹⁾, et qu'a levée ultérieurement la connaissance plus précise des phénomènes de conductibilité gazeuse. Pour rendre le gaz conducteur, et pour entretenir son ionisation, il faut l'intervention continue d'une énergie étrangère, par exemple fournie par le faisceau de rayons X dans les expériences de Perrin ⁽²⁾. Cette énergie est employée à séparer les deux ions et passe, au moins en partie, à l'état d'énergie électrostatique. Elle se dégrade ensuite, quand on laisse opérer la recombinaison spontanée; faute d'être coordonnée en direction, cette recombinaison ne peut donner que de l'agitation thermique. L'énergie électrostatique est cependant par essence, utilisable; et la pile à gaz ionisé agit seulement comme un filtre qui dirige les recombinaisons et permet ainsi de recueillir une partie de l'énergie Ψ correspondante.

Voyons, en effet, comment nous pourrions analyser les phénomènes. Les deux ions formés en A, où ils ne peuvent

⁽¹⁾ GOUY, *Journal de Physique*, 1888.

⁽²⁾ PERRIN, *Comptes rendus*, t. CXXIV; 1897, p. 496.

rester en équilibre, se mettent en mouvement en sens contraires sous l'action du champ qui leur fournit le travail total $\frac{\Psi}{d} [x + (d - x)]e$, et l'électron libre de l'ion négatif pénètre dans la couche de passage BC où les forces moléculaires et électriques exercent sur lui un travail $\Phi - \Psi e$. En tout, ici encore, un travail total Φ correspondant à la diminution d'énergie interne d'un électron libre qui passe du vide (ou de l'azote) dans le métal. L'électron en garde encore la fraction $\frac{1}{2} m V^2$ sous forme d'énergie cinétique, et la différence $\Phi - \frac{1}{2} m V^2$ a été cédée par frottements ou chocs aux atomes des surfaces métalliques, et aussi, dans le cas actuel, à l'azote dans lequel les ions ont cheminé. Mais les ions positifs, accumulés contre la surface D exercent des attractions sur les électrons libres à l'intérieur du métal, à très petite distance puisque la couche de passage D est infiniment mince. Ces attractions aident les électrons à vaincre les forces moléculaires du métal : un électron pourra sortir du métal et se recombinaison à un ion positif si

$$\frac{1}{2} m V_x^2 + \Psi > \Phi \quad \text{ou} \quad \Psi > \Phi - \frac{1}{2} m V_x^2.$$

On pourra ainsi avoir un courant dans le fil MN et recueillir du travail, non pas fourni par l'effet Volta, mais emprunté à l'énergie de recombinaison Ψ , c'est-à-dire emprunté indirectement à l'énergie de la source ionisante. Il n'y a aucune contradiction avec le principe de Carnot.

L'ionisation spontanée de l'air est attribuée surtout à une radiation pénétrante d'origine radioactive, et la pile à gaz ionisé constituerait seulement un dispositif capable de transformer en travail une partie de l'énergie, d'ailleurs infime, qu'elle apporte.

18. Il nous reste cependant un problème délicat, fort intéressant à envisager; c'est celui où l'on admettrait l'existence d'une ionisation gazeuse d'origine purement

thermique, autrement dit, produite par les chocs mutuels des molécules. L'intervention des ions positifs, mécaniquement très analogues aux molécules, dans l'ionisation par chocs (sous l'action d'un champ électrique assez puissant), semble d'ailleurs donner quelque vraisemblance à cette hypothèse.

A des températures uniformes, suffisantes pour qu'une telle ionisation devienne sensible, la pile à gaz ionisé paraît alors susceptible de fournir un courant électrique en se refroidissant, sans intervention d'énergie étrangère.

L'objection repose d'abord sur une base assez incertaine. Aux températures élevées qui pourraient rendre sensible cette ionisation, l'existence du phénomène de Volta, tel que nous le concevons, est assez improbable, comme nous l'avons déjà remarqué. D'autre part, l'émission de Richardson interviendrait nécessairement alors et compliquerait les choses. Cependant dans le vide nous avons vu que les émissions Richardson et l'effet Volta doivent se compenser, car on ne saurait avoir une circulation continue d'électrons. Il semble alors qu'en ajoutant, entre les plateaux, de l'air ionisé, on doive effectivement obtenir un courant comme ceux qu'on observe avec les ionisations artificielles. Si cette ionisation est spontanée, au sens propre du mot, nous arrivons à une contradiction apparente avec le principe de Carnot ainsi formulé : *Un changement isolé ne peut se réduire à l'élévation d'un poids et au refroidissement d'un thermostat* ⁽¹⁾. Malgré l'incertitude signalée, relative à la coexistence de l'effet Volta et d'une ionisation thermique, une telle constatation ne laisserait pas que d'être gênante pour nous.

Je voudrais montrer cependant que la seule hypothèse de l'ionisation thermique introduit des difficultés apparentes de ce genre ; ce n'est donc pas contre notre interpré-

(1) PERRIN, *Les Principes*, p. 147.

tation du phénomène de Volta qu'on pourra les invoquer :

L'énergie thermique est l'énergie cinétique d'agitation désordonnée des innombrables molécules d'un milieu, le hasard d'une recoordination spontanée de leurs vitesses est absolument improbable. Autrement dit, la transformation spontanée isotherme de l'énergie thermique en énergie mécanique, méthodiquement utilisable sur un parcours notablement plus grand que les libres parcours des molécules, nous paraît irréalisable ⁽¹⁾. Si nous admettons qu'une partie de cette énergie thermique peut se transformer, par les chocs ionisants, en énergie potentielle électrostatique, les choses se présentent sous un jour moins simple. Les deux ions produits ont des propriétés différentes, tant géométriques que mécaniques et physiques, et leur séparation spontanée, au moins partielle, n'est plus contradictoire avec les considérations d'isotropie invoquées pour des molécules toutes identiques. Une telle séparation peut être due au champ électrique entre les deux plateaux de Volta, mais on pourrait l'imaginer réalisée par des parois semi-perméables convenables (grâce à l'énergie cinétique thermique conservée par les deux ions et qui leur permettrait de traverser ces parois). L'énergie électrostatique, qui se dégrade dans la recombinaison ordinaire désordonnée, semblerait alors pouvoir être utilisée grâce à une recombinaison spontanément coordonnée. C'est seulement dans l'intervention d'un autre phénomène concomitant (par exemple, le phénomène de Richardson) qu'il faudra chercher la compensation réclamée par le principe de Carnot. Le mécanisme d'une telle compensation pourra être très délicat à imaginer d'une façon précise, mais ce n'est pas le phénomène de Volta qui introduit les

(1) De même, un mouvement d'ensemble d'électrons, tous identiques, parcourant systématiquement un circuit fermé, nous a paru inadmissible.

difficultés, c'est l'ionisation thermique elle-même. L'hypothèse en paraît d'ailleurs difficile à rejeter et il faut alors admettre l'existence des actions compensatrices nécessaires, dans le cas du phénomène de Volta (si la difficulté s'y présente), comme dans tout autre cas analogue.

19. Quelle que soit, d'ailleurs, la cause du phénomène de Volta, son existence, et les complications ou perturbations qu'il entraîne, dans la théorie et dans la réalisation des mesures électrométriques, auront seules une importance pratique pour l'étude des appareils et des méthodes.

Ses variations, très notables sous de multiples actions chimiques ou physiques, pourraient faire craindre l'impossibilité de toute mesure, par les changements qu'elles entraîneraient dans les distributions de charges influencées et dans les forces appliquées à l'aiguille. En pratique, dans un montage clos et protégé, elles sont négligeables : les déplacements de zéro qu'elles produisent sont, en effet, plus lents et moins importants que d'autres dus à des causes accidentelles difficiles à éliminer complètement (stabilité, réactivité élastique, conductibilité spontanée de l'air, etc.). Dans des mesures d'ionisation par réactions chimiques, cependant, il y a lieu de se mettre en garde contre des causes d'erreur possibles, liées à des altérations superficielles rapides des conducteurs et des écrans électrostatiques.

Dans le cas d'ionisation, spontanée ou accidentelle, de l'air entre le conducteur isolé et ses protections électrostatiques, les différences de potentiel de Volta introduisent une autre cause de perturbations. Les différentes régions de la surface interne des protections électrostatiques, faites de métaux différents ou diversement altérés, ne sont pas toutes au même potentiel ; il en est de même pour les surfaces des diverses parties du conducteur isolé, avec leurs fils de connexion. Dans l'enceinte conductrice, le conduc-

teur isolé ne saurait donc être mieux qu'à un zéro moyen. Il y a des champs intérieurs dont les lignes de force le rencontrent, et lui apportent ou lui enlèvent des charges s'il se produit des ionisations de l'air. Des difficultés de ce genre sont malaisées à éviter dans des laboratoires contaminés au point de vue radioactif et le seul moyen de les tourner sera parfois d'ajouter une fuite réglable pour réaliser la compensation algébrique : compenser le phénomène de Volta au moyen de différences de potentiel convenables, pour annuler tout champ entre l'enceinte protectrice et le conducteur isolé ⁽¹⁾, n'est pas, en effet, toujours possible : il faudrait porter les différentes parties métalliques de l'enceinte à des potentiels v_1, v_2 , etc., tels que toutes leurs surfaces internes constituent une seule surface équipotentielle ; condition irréalisable lorsque la différence de potentiel de Volta varie d'un point à un autre d'un même conducteur métallique, et cela est difficile à éviter. Déterminer, même, sur un montage un peu complexe, la part qui est due à l'une des parties de l'enceinte dans cette fuite, n'est pas chose facile. On peut cependant, en laissant la partie étudiée en communication directe avec un conducteur qui définit le potentiel zéro, porter toutes les autres à un potentiel alternatif régulier, symétrique par rapport au zéro, de valeur efficace très grande par rapport aux différences de potentiel de Volta et dépassant nettement les champs de saturation ; la symétrie approximative du champ alternatif, ainsi réalisé en chaque point, élimine sensiblement les termes correspondants de la fuite par ionisation.

L'effet Volta intervient certainement d'une façon im-

(¹) Il s'agit ici de mesures électrométriques par les méthodes de zéro, où l'on maintient le conducteur isolé à un potentiel constant, égal en principe à celui de la face interne de l'enceinte protectrice qui définit alors le potentiel zéro. Ces méthodes sont d'ailleurs presque seules employées pour les mesures précises.

portante dans les phénomènes de mauvais contacts, la cohération, les perturbations à la rupture des mises au sol. Des études électrométriques de ces phénomènes, très délicates à cause de la fragilité mécanique des couches de passage, pourraient peut-être compléter utilement l'étude galvanométrique de la cohération. Les vibrations et déformations d'un contact métallique imparfait s'accompagnent nettement de différences de potentiel variables. Le passage d'un courant, qui entretient la cohération ⁽¹⁾ peut être de nature à empêcher ces variations : on observe parfois que la différence de potentiel d'une batterie d'accumulateurs devient plus fixe lorsqu'on la fait débiter sur grande résistance. Ce phénomène m'a paru lié souvent à la présence accidentelle de mauvais contacts, et l'amélioration produite par le courant, attribuable alors à la cohération.

Nous avons enfin signalé déjà que, si les variations du phénomène de Volta avec le temps en un point sont peu sensibles, il est plus difficile d'éviter les différences de potentiel permanentes entre les divers points d'une même surface métallique : la surface d'un conducteur ne réalise pas, pratiquement, une surface équipotentielle. Dans ces conditions, la notion de coefficient d'influence mutuelle de deux conducteurs devient seulement une approximation insuffisante pour des calculs précis, et nous serons amenés à étudier en détail une application directe de cette remarque dans le calcul des couples électriques directeurs d'un électromètre.

(¹) Cf. BLANC, *Ann. de Ch. et Ph.*, 1905.

CHAPITRE III.

Les électromètres.

Nous réserverons généralement le nom d'*électromètres* à tous les instruments où les mesures de différences de potentiel sont données par les déplacements d'un organe mobile, soumis aux attractions électrostatiques étudiées et à une force antagoniste fonction connue de leur déplacement. Quand on cherche à améliorer leur sensibilité, on se heurte à des difficultés diverses que nous pouvons classer en plusieurs catégories :

Difficultés mécaniques;

Difficultés introduites par les montages hétérostatiques (couples directeurs électriques, variations du potentiel de charge, basculages, effets sismographiques).

Perturbations apportées par la mesure même, à la grandeur mesurée.

Il n'est pas sans intérêt de les passer en revue, car elles conduisent à diverses remarques utiles pour l'usage des électromètres.

20. Les attractions électrostatiques à étudier sont très faibles dans les conditions ordinaires d'emploi des électromètres, et les mesures au moyen de forces antagonistes très petites soulèvent toujours des difficultés mécaniques, indépendantes de la nature du phénomène étudié.

Ces forces antagonistes sont fournies par le poids de feuilles d'or extrêmement légères, ou par la torsion de fils fins. Les limites de ténacité des matériaux employés imposent donc une limite inférieure à la valeur de ces forces et couples. En fait, on se trouve d'ailleurs pratiquement arrêté, avant cette limite, par diverses actions per-

turbatrices mécaniques qui rendent illusoires les mesures de forces ou couples très petits.

Une des plus importantes réside dans les mouvements de convection gazeuse produits par les moindres inégalités de température. Ces convections ont une action particulièrement importante sur les appareils à feuille d'or et rendent indispensable leur protection thermique; mais les suspensions de torsion, quoique bien moins légères et à peu près symétriques y sont encore très sensibles ⁽¹⁾. Quand on a réalisé, aussi bien que possible, la protection thermique et la symétrie de construction, on sait qu'on peut encore améliorer la stabilité en remplaçant l'air par de l'hydrogène, meilleur conducteur de la chaleur et plus léger. Cet artifice d'ailleurs n'est guère utilisable pour des électromètres courants et d'un emploi pratique.

Les phénomènes de réactivité élastique introduisent une autre cause de mouvements perturbateurs. On sait la complexité de ces effets, surtout dans les suspensions de torsion métalliques minces, et le progrès réalisé par les suspensions de quartz. Quant aux fils de cocon, utilisés en général comme suspensions *sans torsion*, c'est-à-dire dans des mesures où leur couple peut être négligé, ils fournissent des suspensions de torsion à couple très faible, mais sans fidélité: ils sont sujets à des déformations permanentes continuelles dues, soit à leur consistance quasi-fluide, soit à des actions hygrométriques dont l'effet est très sensible même sur un fil de cocon dédoublé.

L'instabilité mécanique de l'appareil introduit encore

⁽¹⁾ Cf. BRILLOUIN, *Savants étrangers: Ellipticité du Géolde*.

Même avec un électromètre Moulin, où les quadrants forment une boîte presque fermée, très étroite, qui protège l'aiguille contre les convections, j'ai observé de petits déplacements, d'ailleurs assez stables, correspondant à des erreurs de 2 ou 3 millivolts, produits par une lampe Nernst immobile à quelques décimètres de l'électromètre.

des causes d'erreur : les vibrations rendent les mesures impossibles par les impulsions qu'elles donnent aux suspensions ; elles sont d'ailleurs relativement faciles à éliminer. Mais les déplacements lents des supports par rapport à la verticale, souvent dus aux déformations thermiques des bâtiments, produisent des déplacements de zéro : le centre de gravité de l'aiguille et le point d'attache du fil ne sont pas, en effet, rigoureusement sur l'axe de symétrie. Si l'attache entre l'aiguille et le fil présente quelque rigidité, il se produit un couple de flexion, et le centre de gravité n'est pas exactement dans le prolongement du fil de suspension. Quand la direction de la verticale, par rapport à l'appareil, vient à changer, l'aiguille tend à tourner pour amener son centre de gravité dans un même plan avec la verticale et le fil ⁽¹⁾. Le couple de torsion seul s'oppose à ce mouvement, et le déplacement de zéro résultant est inversement proportionnel à ce couple. (En pratique, ces rotations, dues à l'action immédiate de l'horizontalité, ne sont guère sensibles ; nous verrons un peu plus loin que, sous l'influence de la différence de potentiel hétérostatique, il n'en sera plus de même.)

La nécessité même de réaliser des périodes propres assez courtes, pour des mesures pratiques, empêche enfin de diminuer le couple directeur dès qu'une diminution parallèle du moment d'inertie de l'aiguille devient irréalisable.

21. Arrêté par toutes ces causes dans la voie de la réduction du couple antagoniste, on devra, pour améliorer la sensibilité, chercher à augmenter le couple électrostatique lui-même. L'artifice paraît, à première vue, assez simple : le couple (ou la force) électrostatique produit par une variation $\Delta\psi$ du potentiel actif est de la forme $k \frac{df}{d\psi} \Delta\psi$; mais l'attraction électrostatique varie comme le carré

(1) Cf. CRÉMIEU, *Comptes rendus*, t. CXLVIII, 1909, p. 1161.

de la différence de potentiel, et sa dérivée est par conséquent linéaire; cette expression est donc de la forme $K\varphi \Delta\varphi$. En prenant pour différence de potentiel active la somme $\varphi = V + v$ de la différence de potentiel étudiée v et d'une différence invariable V beaucoup plus grande, notre expression devient sensiblement $KV\Delta v$. C'est le principe des montages hétérostatiques, qui semblent susceptibles de multiplier la sensibilité par un facteur arbitraire.

Malheureusement, en même temps qu'elle augmente les couples actifs, la différence de potentiel auxiliaire introduit un nouveau terme dans l'expression du couple antagoniste : c'est le couple directeur électrique que nous étudierons plus en détail au Chapitre suivant. Qu'il s'ajoute au couple de la torsion ou qu'il agisse en sens inverse, nous verrons qu'il impose toujours une limite supérieure au potentiel auxiliaire, et à l'augmentation de sensibilité cherchée.

22. Cette différence de potentiel auxiliaire V , d'ailleurs, théoriquement invariable, est pratiquement fournie par une batterie susceptible de variations, et peut ainsi introduire de nouvelles perturbations. Dans les dispositifs hétérostatiques asymétriques tels que celui de l'électroscope Wilson, cette cause d'erreur est du premier ordre : on y mesure directement la force électrostatique $[K(V+v)^2]$, et une variation accidentelle δV produit exactement le même effet qu'une variation égale δv du potentiel étudié. Dans les montages avec l'électromètre à quadrants, on recherche, au contraire, la symétrie : le couple actif est la différence de deux couples $K[(V+v)^2 - V^2]$ et sa variation $2K(V\delta v + v\delta V + v\delta v)$ est beaucoup moins rapide en fonction de δV que de δv . Cependant, le réglage parfait est presque toujours impossible, et les variations du potentiel de charge sont alors accompagnées de déplacements du zéro, dus à l'asymétrie.

Les batteries de petits accumulateurs à formation artificielle qu'on emploie couramment, réalisent des différences de potentiel d'une constance remarquable lorsqu'elles sont en bon état et qu'on les a laissées assez longtemps au repos. On peut étudier directement avec le Wilson les batteries courantes de 88 ou 176 volts; mais les électromètres à quadrants sont plus sensibles et moins sujets aux actions perturbatrices variées.

Un électromètre à quadrants sensible ne peut, il est vrai, mesurer directement que des différences de potentiel très petites (des fractions de volt); mais un montage par influence permet d'étudier, avec une sensibilité absolue constante, les variations de différences de potentiel φ beaucoup plus élevées :

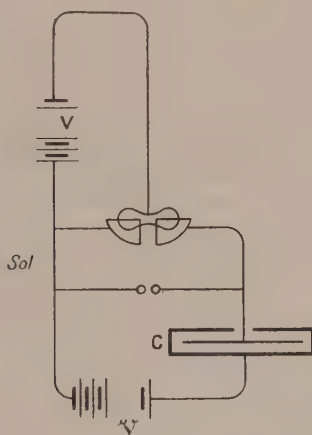


Fig. 6.

Les quadrants 1 sont reliés au sol de façon permanente, les quadrants 2 à l'armature interne d'un condensateur. On porte l'armature externe à φ , les quadrants 2 étant au sol; cette communication avec le sol une fois coupée les variations de φ se traduisent par des déplacements de l'aiguille. On peut, en augmentant la valeur du coeffi-

cient d'influence C du condensateur, rendre la sensibilité absolue aussi voisine qu'on veut de la sensibilité dans le montage direct. On a, en effet, sur l'ensemble des conducteurs isolés, une charge totale invariable, ce qui donne (en appelant c le coefficient d'influence des protections électrostatiques reliées au sol, et Γ celui de l'aiguille, sur le système isolé), les deux relations successives

$$q = C\varphi + \Gamma V$$

et

$$q = C(\varphi + \delta\varphi - v) + c(0 - v) + (\Gamma + \delta\Gamma)(V - v),$$

v étant le potentiel pris par les conducteurs isolés; d'où, par soustraction,

$$C(\delta\varphi - v) - (c + \Gamma)v + \delta\Gamma(V - v) = 0,$$

d'où l'on tire

$$v - \delta\varphi = \frac{\delta\Gamma(V - v) - (c + \Gamma)v}{C};$$

en augmentant C , on pourra donc rendre v aussi voisin qu'on veut de $\delta\varphi$, quelle que soit la valeur absolue du potentiel φ étudié. On se trouvera seulement arrêté par la difficulté de réaliser un condensateur à coefficient d'influence absolument invariable et de grande valeur.

Cette manière d'opérer introduit d'ailleurs d'autres effets perturbateurs, liés à l'intervention d'un conducteur isolé: ce sont les fuites et les défauts de protection électrostatique. Les fuites dues à l'ionisation spontanée de l'air ne sauraient en particulier être éliminées complètement, tout au plus peut-on chercher à les compenser algébriquement; le plus simple est d'en tenir compte. On ne peut guère alors espérer mettre en évidence de façon nette que les petites variations accidentelles assez rapides de φ , par les irrégularités qu'elles superposent à la courbe normale de fuite spontanée.

Les mesures directes de différences de potentiel entre-

tenues ont l'avantage de ne pas introduire ces causes d'erreur nouvelles. L'électromètre à quadrants permet encore de réaliser de telles mesures sur de grosses diffé-

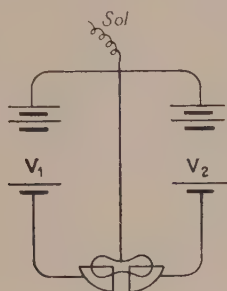


Fig. 7.

rences de potentiel par un montage différentiel où l'on compare deux batteries à peu près égales V_1 et V_2 : les deux pôles d'un même nom sont reliés, ensemble, à l'aiguille et au sol; les deux autres séparément aux deux paires de quadrants. L'aiguille indique alors les variations de $(V_1 - V_2)$, avec la sensibilité maxima si V_1 et V_2 ont à peu près la valeur optima du potentiel auxiliaire dans le montage ordinaire. Les électromètres sensibles courants donnent avec certitude le millième de volt (dans des séries de mesures ne dépassant pas quelques heures), avec des différences de potentiel voisines de 100 volts entre l'aiguille et les quadrants; ce qui réalise alors, sans précautions spéciales, une sensibilité relative de $\frac{1}{100000}$ dans la mesure de différences de potentiel statiques entretenues : le potentiel de comparaison V_1 peut être fourni en effet par une batterie de piles étalons. Faute d'une telle batterie étalon, je me suis contenté de comparer des couples de deux batteries d'accumulateurs semblables : cela suffit pour apprécier les petites variations accidentelles rapides, susceptibles de fausser une

série de mesures. J'ai pu obtenir ainsi ⁽¹⁾, avec deux boîtes d'accumulateurs de 88 volts ⁽²⁾, un spot, parfaitement immobile pendant 2 heures consécutives, qui n'accusait pas de variations de 0,5 millivolt. Cette observation a été faite dans des conditions particulièrement favorables de stabilité, entre 10^h du soir et minuit. Dans des observations de 2 heures consécutives pendant la journée, sans aucune précaution pour mettre les batteries à l'abri de vibrations ou de rayonnements irréguliers, très souvent les petits déplacements ne dépassaient pas 2 millivolts comme amplitude extrême. Des observations de contrôle faites avec une seule boîte de 88 volts entre l'aiguille et les deux paires de quadrants réunies, montraient d'ailleurs qu'une notable partie de ces déplacements provenait des perturbations électrométriques.

23. Dès qu'on fait débiter la batterie de petits accumulateurs, on produit naturellement des changements dans la différence de potentiel entre ses deux bornes. Pour les étudier, le montage différentiel décrit ci-dessus est tout indiqué: il permet de faire débiter l'une des deux batteries sur une résistance convenable, ou même d'ajouter deux effets de sens opposé en les faisant débiter l'une sur l'autre, grâce à leur petite différence de potentiel ($V_1 - V_2$). La variation de potentiel observée est due moins à la résistance ohmique qu'à des changements de concentration des électrolytes contre les électrodes; aussi elle met un certain temps à atteindre une valeur de régime stable sur un circuit de résistance invariable. Inversement, quand on a coupé le courant débité par une batterie, la diffusion des électrolytes ne ramène que lentement le voltage à sa valeur de

⁽¹⁾ Avec un électromètre type Moulin.

⁽²⁾ Les boîtes de petits accumulateurs étudiées sont du type Butaud à électrodes superposées.

repos. Les durées observées pour ces périodes de variations sensibles sont fort longues comme on en peut juger sur l'exemple suivant : il a trait à une batterie de 88 volts fermée pendant 15 secondes sur un voltmètre ordinaire de 2312 ohms de résistance (débit, 38 milliampères; opération qu'on peut être tenté de faire couramment pour contrôler l'état de charge d'une batterie). Aussitôt le courant coupé le voltage a d'abord remonté beaucoup et brusquement, puis les mesures de la différence de potentiel entre cette batterie et une batterie témoin, commencées au bout de 30 secondes, ont donné de 30 secondes en 30 secondes : 194, 303, 362, 391, 409, 423, 434, 443, 450, 456, 462, 465 millivolts, et le mouvement a continué, de plus en plus lentement, donnant à ($V_1 - V_2$)

au bout de :	les valeurs :
minutes	millivolts
10.....	491
14.....	505
23.....	524
40.....	542
80.....	558

Les variations de potentiel ont donc été très sensibles pendant plus de 1 heure, réalisant une augmentation continue de plus de 360 millivolts. Elles se poursuivent d'ailleurs au delà, mais avec des vitesses du même ordre que les perturbations accidentelles. L'allure exponentielle négative de ces variations en fonction du temps est d'accord avec celle des phénomènes de diffusion auxquelles elles sont liées. Elle explique qu'après des débits d'intensité beaucoup plus faible encore, la période de perturbations dure bien plus longtemps qu'on ne serait tenté de le croire. Par exemple, la même batterie, après avoir cessé de débiter un courant de 0,9 milliampère seulement, pendant 1 minute, subissait une augmentation de voltage de 30 millivolts avec une vitesse très sensible pendant plus de 20 minutes.

Des perturbations lentes du même genre se manifesteront naturellement aussi lorsqu'on passe d'un régime de débit à un autre. Si l'on veut réaliser une différence de potentiel invariable aux deux bornes d'une résistance, il faut donc laisser au courant le temps de prendre un régime stable (sans dépasser les faibles intensités compatibles avec la capacité de la batterie) et ne plus changer les résistances. Ce dispositif est souvent très avantageux, car il permet de prendre, sur des résistances étalonnées, une fraction arbitraire de la différence de potentiel; mais il ne semble pas réaliser une constance meilleure : les observations, quelquefois signalées dans ce sens, sont probablement attribuables à des cohérations de mauvais contacts par le courant.

Ces remarques sont surtout importantes pour l'usage des électromètres asymétriques comme le Wilson. Elles sont essentielles aussi pour les montages où des plateaux, chargés à des potentiels élevés (pour réaliser des courants de saturation) peuvent agir par influence sur l'électromètre, si leur voltage vient à changer. Elles conduisent à éviter l'emploi des voltmètres électromagnétiques pour la vérification des batteries, et montrent la nécessité de laisser reposer longtemps celles-ci, quand elles ont débité des courants même très faibles, ou après qu'on les a rechargées.

24. En dehors des couples directeurs électriques qu'elle crée et de ses variations accidentelles elles-mêmes, la différence de potentiel auxiliaire maxima pratiquement utilisable se trouve encore limitée par les effets de basculement. A côté du couple à axe vertical qui sert à les mesurer, les attractions électriques produisent, en effet, d'autres rotations autour d'axes horizontaux, parce que l'aiguille ne présente pas une symétrie parfaite, pratiquement irréalisable dans la construction et le réglage. Ces basculages

(ou du moins leur composante autour d'un axe horizontal parallèle au miroir) produisent des déplacements verticaux du spot. Même lorsqu'ils sont trop petits pour devenir ainsi observables, ils se manifestent indirectement par des changements d'azimut de l'aiguille, souvent beaucoup plus importants : le réglage de l'électromètre, quand on peut le réaliser, n'est pas dû en effet à une symétrie parfaite, mais à une compensation obtenue par tâtonnement et qui annule le moment résultant de toutes les forces par rapport à l'axe de suspension ; n'importe quel déplacement (ou déformation) de l'aiguille par rapport aux quadrants supprime cette compensation ⁽¹⁾. Ainsi s'explique un phénomène qu'on observe souvent quand on a réalisé le réglage avec beaucoup de précision : les quadrants étant au sol et l'aiguille à son zéro de torsion, quand on la porte à 88 volts elle manifeste d'abord une impulsion dans un sens, avant de prendre une position d'équilibre, qui s'écarte dans l'autre sens pour des potentiels croissants : par le basculement, le moment du couple a changé de signe, en passant par la valeur nulle.

Ces basculements sont donc, en général, déjà sensibles avec les voltages utilisés pratiquement ⁽²⁾ ; ils croissent beaucoup plus vite que le carré de la différence de potentiel de charge ; ils sont fonction, en effet, non seulement de cette différence de potentiel, mais aussi de la distance entre les surfaces, qui diminue à mesure que s'accroît le bascu-

(1) La manœuvre des vis calantes est d'ailleurs un des moyens d'action les plus efficaces pour réaliser le réglage.

(2) Ceci conduit à une remarque intéressante relative aux calculs de sensibilité. Ces basculements sont différents, pour un même azimut θ , dans le montage symétrique ou dans le montage idiostatique. Les divers coefficients d'influence mutuelle, et surtout leurs dérivées par rapport à θ , qui interviennent directement dans les expressions des sensibilités, peuvent donc être des fonctions différentes de θ suivant le montage adopté.

lage. C'est surtout par leur intermédiaire que les variations du potentiel de charge produisent des déplacements de zéro.

Il est à peine utile de faire remarquer que, même en supposant réalisée une symétrie parfaite au zéro, on arrive fatalement, en augmentant le potentiel de charge, à un équilibre instable. Le moindre écart d'horizontalité de l'aiguille fait intervenir en effet un couple basculeur proportionnel à V^2 , et croissant comme le carré de l'angle, tandis que le couple redresseur dû à la pesanteur, croît seulement comme la première puissance de cet angle.

Pour reculer les limites imposées de ce chef au potentiel auxiliaire, on cherche à augmenter le couple redresseur en augmentant le poids de l'aiguille et en abaissant son centre de gravité. On est alors arrêté par l'augmentation du moment d'inertie et de la période; le lestage le plus avantageux est réalisé au moyen d'une queue filiforme verticale d'un métal aussi dense que possible.

L'augmentation du poids n'est d'ailleurs pas limitée seulement par l'augmentation corrélatrice du moment d'inertie : la force portante des fils de suspension intervient également. Bien avant cela même, on se trouve arrêté, dans l'amélioration de la sensibilité, qui est le but de ces tentatives, par la superposition, au couple de torsion élastique, d'un couple genre bifilaire, proportionnel au poids de la suspension : cet effet est particulièrement notable avec les suspensions en ruban, dont on sait les grands avantages au point de vue élastique.

Il est impossible de réduire les paramètres de déplacement de l'aiguille à un seul axe de rotation, en la maintenant au moyen d'un second fil de torsion tendu vers le bas et fixé aussi au socle de l'appareil. Le centre de gravité de l'aiguille ne peut pas être en effet rigoureusement sur l'axe ainsi constitué et cet axe ne peut pas rester rigoureusement vertical : l'appareil ainsi construit devient avant

tout un pendule horizontal extrêmement sensible. Réalisé d'une façon infiniment simple au moyen d'un miroir collé sur un fil de torsion tendu, il m'a paru, d'après quelques essais rapides, susceptible de rendre facilement des services intéressants. Il s'y produit un équilibre entre le couple dû à la pesanteur et le couple de torsion; mais on sait combien faible peut être ce dernier, et il a, sur les frottements aux pivots des pendules horizontaux ordinaires, l'avantage de la fidélité.,

Supprimer le basculage de l'aiguille ne supprimerait pas d'ailleurs la flexibilité de ses branches, qui produit des effets analogues. Augmenter leur rigidité ne peut se faire qu'en augmentant beaucoup leur moment d'inertie, et en leur donnant ainsi des périodes d'oscillation excessives.

25. La différence de potentiel auxiliaire introduit enfin une dernière catégorie de perturbations, désignées, pour plus de concision, au début de ce Chapitre, sous le nom d'*effets sismographiques*. Les déplacements de zéro sous l'influence de petites rotations relatives de la verticale par rapport à l'électromètre, négligeables quand il n'y a pas de champ (§ 20), deviennent, en général, infiniment plus grands lorsque l'aiguille est chargée. Ce résultat est encore lié aux dissymétries, par un phénomène identique à celui que nous avons signalé dans l'étude des basculages. On se rend compte très facilement du mode d'action de ces dissymétries en imaginant un montage qui les pousserait à l'excès : il conserverait seulement les parois supérieures des deux quadrants contigus situés d'un même côté de l'axe longitudinal de l'aiguille, et les parois inférieures des deux autres. Toute rotation de l'aiguille autour de son axe horizontal transverse (ou le mouvement relatif inverse des quadrants par rapport à l'aiguille qui reste horizontale) entraînerait alors une rotation autour de l'axe de suspen-

sion vertical. On peut voir facilement que, pour les dimensions et les voltages courants, l'angle de cette dernière rotation serait beaucoup plus grand que celui de la première. Il y a là un cas particulier des multiplications électrostatiques

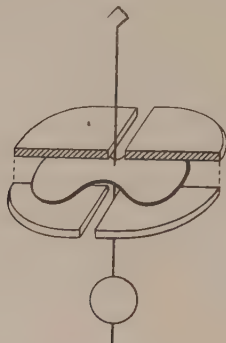


Fig. 8.

de petits mouvements; dont nous signalerons l'intérêt comme méthode expérimentale très générale, au Chapitre VII.

26. Bien que ces dernières remarques visent surtout les électromètres à torsion, il n'y a pas lieu d'y voir l'indication d'une supériorité des appareils à feuille d'or. Seule, la réalisation optima des diverses conditions contradictoires imposées par les difficultés respectives qu'elles rencontrent, permet de comparer les deux méthodes. La pratique donne un avantage net aux électromètres à quadrants au point de vue de la sensibilité effectivement réalisable dans la mesure des différences de potentiel. Pour la mesure des charges très petites, les appareils à feuille d'or corrigent cette infériorité par les faibles capacités qu'ils réalisent bien plus facilement. Un autre avantage pratique très considérable des appareils à torsion réside d'ailleurs dans le mode de

lecture : l'observation d'un spot est beaucoup plus facile et moins fatigante que la mesure au microscope ⁽¹⁾.

Pour les électromètres à feuille d'or, les dispositions symétriques, basées sur le principe de l'électromètre à quadrants, sont seules rationnelles : les variations du potentiel de charge n'y produisent pas des erreurs essentielles ; et, la feuille d'or restant verticale, les perturbations par convection y sont minima. Les propriétés mêmes des feuilles d'or (raideur, poids) limitent la sensibilité ; on l'augmente en créant électrostatiquement une région de quasi-instabilité ; mais on introduit par là les incertitudes de ce genre de montage, et d'autant mieux que la feuille d'or est inférieure aux bons fils de torsion au point de vue de la fidélité élastique. La convection reste d'ailleurs une cause d'erreurs importante, et la réalisation d'un appareil fonctionnant dans le vide est rendue difficile par la nécessité des vis de réglages : le seul paramètre de verticalité, qui pourrait suffire à la rigueur pour un électroscope Wilson, ne permettrait pas la mise au point d'un dispositif symétrique.

Les électromètres à quadrants réalisent, pour la même fidélité, une sensibilité plus grande, et plus de commodité dans les mesures. Les appareils courants actuels donnent d'une façon sûre le millivolt, et même le cinquième de millivolt dans des séries de mesures de faible durée. On peut facilement augmenter la sensibilité d'un tel électromètre en diminuant son couple directeur au moyen d'un couple électrique négatif, par une déformation convenable de l'aiguille ; mais la précision s'en trouve pratiquement plutôt diminuée. Par exemple, en collant radialement

(1) Ceci est important pour les longues séries de lectures auxquelles on est souvent astreint, et me paraît mériter des efforts pour la réalisation d'électromètres à miroir à faible capacité et sensibilité suffisante.

sur l'aiguille, vers les extrémités de son axe longitudinal, de petits bouts de fil de cuivre (qui tendent à pénétrer dans l'un ou l'autre des quadrants) ⁽¹⁾, j'ai pu observer sur une échelle à 3^m,50, au lieu de la sensibilité normale de 1^m,50 par volt, une sensibilité de 15^m au volt, régulière sur une dizaine de centimètres de l'échelle. L'incertitude

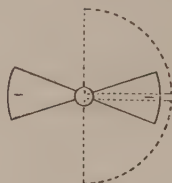


Fig. 9.

sur la position du zéro atteignait d'ailleurs 2^{cm} au lieu de 1^{mm},5 et les déplacements du spot devenaient beaucoup plus lents. De tels artifices peuvent avoir un intérêt pour des expériences de cours, lorsqu'on veut rendre observables de loin des variations de potentiel très faibles.

27. Le défaut des électromètres à torsion, pour les mesures de charges et d'ionisation, réside surtout dans leur grande capacité. Elle est due au mode de construction classique : aiguille plane et quadrants plans complets ; cette disposition est née du désir de réaliser des graduations linéaires. Avec les électromètres très sensibles, la graduation linéaire est un leurre, à cause des couples directeurs électriques et des basculages ; elle présente un intérêt médiocre d'ailleurs, étant donnée la supériorité très générale des méthodes de zéro, pour les mesures. En la sacri-

(1) Ce procédé est plus commode que l'emploi d'une aiguille à couple négatif chargée au voisinage de l'instabilité ; dans le dispositif actuellement décrit, en effet, aussitôt que la petite nervure a pénétré dans l'un ou l'autre des quadrants, l'aiguille reprend sa stabilité normale.

fiant délibérément, on pourrait réaliser, avec les mêmes sensibilités, des capacités beaucoup plus faibles : pour cela réduire l'aiguille et les quadrants à leurs seules régions actives au voisinage du zéro, c'est-à-dire les remplacer par de petites tiges disposées radialement. Une autre disposition, supérieure au point de vue de la facilité de construction et de réglage est la suivante : remplacer l'aiguille

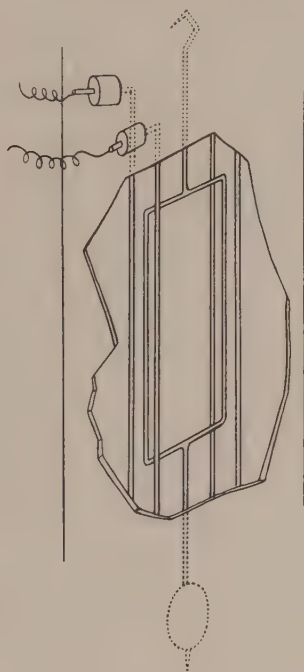


Fig. 10.

par un cadre rectangulaire vertical en fil rigide et très léger ⁽¹⁾, analogue, comme forme, aux cadres de galvanomètre, et les quadrants par quatre fils verticaux tendus suivant des génératrices rectilignes d'un cylindre de dia-

(¹) Le verre étiré et platiné paraît avantageux à ce point de vue.

mètre un peu supérieur à la largeur du cadre (pour que celui-ci ne vienne pas les toucher dans son mouvement de rotation) ⁽¹⁾.

28. A côté des difficultés à vaincre dans la réalisation même des appareils, il faut encore tenir compte des perturbations que l'appareil et les connexions peuvent introduire; c'est le fait général des altérations produites par la mesure elle-même sur la grandeur à mesurer.

Dans les mesures de différences de potentiel entretenues, ces difficultés ne se présentent pas. L'électromètre ajoute bien, à la différence de potentiel étudiée la résultante des effets Volta entre les quadrants et l'aiguille pour les diverses positions de celle-ci. Mais ces effets varient, en fait, trop lentement en fonction du temps pour produire des perturbations du même ordre que les diverses actions mécaniques signalées plus haut. Celles-ci seules limitent effectivement la précision de l'étalonnage en fonction des différences de potentiel.

Lorsqu'on mesure le potentiel d'un conducteur isolé, il n'en est plus de même. Le quadrant isolé mis en communication avec le conducteur produit d'abord, par sa capacité même, un changement de distribution des charges à étudier. C'est une perturbation analogue à celle qu'entraîne la capacité calorifique du thermomètre, mais compliquée de ce fait que la capacité électrique de l'électromètre est

(1) Je n'ai pas eu le temps de mettre au point des essais entrepris dans ce sens pour la réalisation d'un modèle d'électromètre qui joindrait, à sa faible capacité, l'avantage d'une construction mécanique très simple. Le cadre en fils paraît d'ailleurs avantageusement remplacé par une lame rectangulaire légère d'aluminium ou mica platiné. Les couples directeurs électriques prennent un rôle prépondérant, comme on peut s'en rendre compte immédiatement, ce qui rend essentiel le choix de dimensions relatives et écartements optima entre les fils. Il faut, en même temps, réaliser une amplitude suffisante pour les déplacements utilisables du spot.

variable avec la position de l'aiguille, c'est-à-dire est fonction de l'équilibre final. Ces effets sont d'autant plus intenses que l'aiguille est chargée à un potentiel élevé et produit, par influence, en tournant, d'importants déplacements de charges. L'étalonnage empirique de l'électromètre en potentiels ne donne donc pas des indications proportionnelles aux charges dans le montage du cylindre de Faraday sensible; il faudrait, en effet, que la capacité fixe du cylindre de Faraday fût très grande par rapport aux variations de capacité de l'électromètre, condition opposée à celle de la sensibilité aux charges (*cf.* § 32). C'est là une des causes de supériorité des méthodes de zéro par compensation, pour la mesure des petits courants.

L'électromètre et les montages accessoires introduisent d'autre part des fuites, tant par l'air ionisé spontanément ou artificiellement que par les isolants solides. Certaines de ces fuites ont un sens évident : par exemple, celles qui se réalisent par l'air entre l'aiguille (portée à un potentiel élevé) et les quadrants isolés. Les fuites qui se produisent entre le conducteur isolé et l'enceinte protectrice ⁽¹⁾ paraissent beaucoup plus capricieuses à première vue. Elles ont pour effet de porter toujours le conducteur isolé à un potentiel déterminé φ , différent de zéro en général, par fuite positive ou négative suivant que son potentiel initial est supérieur ou inférieur à φ .

Ce résultat est dû à l'action d'un champ, lié aux différences de potentiel superficielles de Volta, dans la région que rendent accidentellement conductrice une ionisation ou des impuretés superficielles des isolants solides.

Le moyen le plus sûr pour faire disparaître ces impu-

(1) Toutes les fuites par les isolants solides rentrent dans cette catégorie, car ils sont toujours protégés par un anneau de garde relié au sol.

retés est le grattage mécanique. Il laisse d'ailleurs à la surface des isolants des charges, dues au frottement, capables de produire des perturbations notables par leurs déplacements lents ultérieurs : on sait qu'on les fait disparaître en baignant l'isolant dans de l'air ionisé (soit au moyen d'une matière radioactive, soit par une petite flamme). Pour que ce traitement remplisse son but et annule les charges superficielles, il faut que le champ dans l'air ionisé soit dû uniquement à ces charges elles-mêmes ; c'est ce qu'on réalise facilement en baignant l'isolant à l'intérieur d'un cylindre métallique. Cette remarque explique certaines précautions nécessaires dans la manœuvre des plans d'épreuve pour les démonstrations expérimentales précises d'électrostatique ⁽¹⁾. Par exemple, en plaçant dans

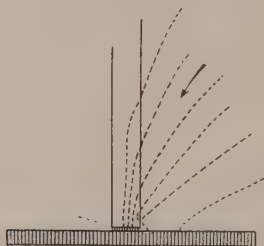


Fig. 11.

l'air ionisé un plan d'épreuve chargé, on fait apparaître d'abord des charges sur le manche isolant : parce que certaines des lignes de force issues du disque métallique passent, avant d'arriver dans l'air ionisé, à travers le manche isolant, et d'autant plus nombreuses qu'il a un pouvoir inducteur spécifique plus grand.

Les montages électrométriques à conducteur isolé introduisent enfin des perturbations par influence, quand il se produit des déformations géométriques. Nous signalerons

⁽¹⁾ Cf. *Journal de Physique*, 1911, p. 460.

seulement que, dans les mesures d'ionisations ou conductibilités de vapeurs en fonction de la température, il y a lieu de se mettre particulièrement en garde contre des erreurs de ce genre liées aux déformations thermiques. Les effets deviennent très grands quand on a porté un des plateaux à un potentiel élevé (pour réaliser une saturation) : nous verrons même plus loin (Chap. VI) l'électromètre devenir un appareil infiniment sensible pour la mesure des petits déplacements géométriques.

CHAPITRE IV.

Les couples directeurs électriques.

29. La différence de potentiel auxiliaire produit deux effets simultanés très différents : grâce à elle, d'abord, une petite variation $\delta\varphi$ du potentiel étudié produira un couple beaucoup plus grand, c'est l'effet même qu'on cherchait. Mais en même temps, elle ajoute algébriquement aux forces antagonistes mécaniques un nouveau terme : l'aiguille ou la feuille d'or deviennent suivant les cas plus faciles ou moins faciles à déplacer de leur position d'équilibre. Dans le réglage de l'appareil Wilson, on voit très nettement ces deux effets superposés ; grâce au potentiel auxiliaire V , l'attraction électrique a des variations $K[(V + \varphi)^2 - V^2]$ beaucoup plus grandes que $K\varphi^2$; d'autre part, on règle la distance du plateau et l'inclinaison de l'appareil pour amener la feuille d'or dans un état voisin de l'instabilité, où les variations de l'attraction électrique en fonction de la position compensent presque exactement celles de la composante utile de la pesanteur ; les forces directrices se réduisent à la différence de ces deux effets et la feuille subit un déplacement beaucoup plus grand sous l'action d'une force donnée de nature quelconque : mouvement de convection ou petite variation de potentiel.

Tous les dispositifs hétérostatiques introduisent de tels couples (ou forces) directeurs électriques; pour plus de précision, nous envisagerons particulièrement l'électromètre à quadrants utilisé en chargeant l'aiguille à un potentiel élevé V . Dans le cas de la symétrie complète, le couple électrique doit être nul au zéro, pour apparaître seulement avec les déviations si elles font varier la capacité de l'aiguille; la théorie élémentaire de la distribution à potentiels constants donne immédiatement l'expression $\left(\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial \theta} V^2\right)$ de son moment. Suivant que la capacité C de l'aiguille passe, au zéro, par un maximum ou un minimum, le couple est un couple directeur positif, ou un couple d'instabilité (négatif).

30. Dans tous les cas, il est une cause de limitation de la sensibilité. Lorsqu'il est positif, la chose est très claire, car il ajoute au couple de torsion un couple proportionnel à V^2 ; le couple utile, qui produit la déviation à mesurer, est seulement de la forme $KV\theta$; en faisant croître V , on passe donc nécessairement par un maximum de sensibilité. Quand il est négatif, il diminue l'effet du couple de torsion, mais il n'y a pas à gagner, pratiquement, dans ce sens, puisqu'on est arrêté par des perturbations accidentelles mécaniques quand le couple est trop petit. Si l'on veut augmenter V (pour augmenter le couple $KV\theta$) on arrive à l'instabilité. La solution qui consisterait alors à remplacer le fil de torsion par un autre à couple plus élevé, est d'ailleurs illusoire : pour réaliser ainsi des sensibilités croissantes, il faudrait donner au couple directeur total $(K - AV^2)\theta$ une valeur fixe, qui deviendrait bien vite une très petite fraction de $K\theta$ ou de $AV^2\theta$; les petites variations accidentelles de l'un ou l'autre de ces deux facteurs prendraient une importance relative croissante dans le couple directeur résultant, et le rendraient bientôt très irrégulier.

31. On voit l'intérêt que présente l'étude des couples électriques pour la construction des électromètres, et l'avantage qu'il y aurait, par exemple, à savoir les annuler, pour réaliser de grandes sensibilités :

Le couple directeur électrique est toujours égal à la dérivée $\frac{\partial W}{\partial \theta}$, en appelant θ l'angle qui définit la rotation et W l'énergie du champ électrique limité par les divers conducteurs qui constituent l'électromètre. *Lorsque les surfaces de ces conducteurs peuvent être assimilées à des surfaces équipotentielles*, l'énergie W prend une forme particulièrement simple, grâce à la notion, purement géométrique, de coefficient d'influence mutuelle des conducteurs deux à deux; elle s'écrit $W = -\frac{1}{2} \Sigma C_{12} (V_1 - V_2)^2$. On peut alors faire une étude théorique générale des couples électriques $\frac{\partial W}{\partial \theta}$, basée implicitement sur la première approximation que nous venons de signaler. Elle prévoit ce que j'appellerai les *couples électriques géométriques*, par opposition à d'autres couples que nous étudierons ensuite et qui sont dus aux gradients de potentiel sur la surface géométrique des conducteurs ⁽¹⁾.

32. Cette théorie a été développée par M. Langevin dans des cours inédits du Collège de France, et je profiterai de l'occasion actuelle pour en reproduire ici un exposé résumé.

Quand on opère à potentiels constants, l'aiguille prend une certaine position d'équilibre telle que le couple total $\left(K\theta - \frac{\partial W}{\partial \theta} \right)$ y soit nul, et la stabilité est liée au signe de la dérivée

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(K\theta - \frac{\partial W}{\partial \theta} \right) = K - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} \quad \text{ou} \quad K + \frac{1}{2} \sum \frac{\partial^2 C_{mn}}{\partial \theta^2} (V_m - V_n)^2.$$

(1) Cf. VILLEY, *Comptes rendus*, t. CLIII, 1911, p. 767.

Lorsque $\left(K - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2}\right)$ est positif, l'équilibre est stable, et la période des petites oscillations est $2\pi \sqrt{\frac{I}{K - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2}}}$.

L'électromètre est destiné à mesurer les variations de l'un des potentiels V_m , que nous appellerons v ; une variation dv produit un déplacement $d\theta$ tel que le couple total rede-vienne nul, donc déterminé par la relation

$$d\left(K\theta - \frac{\partial W}{\partial \theta}\right) = 0 \quad \text{ou} \quad K d\theta = \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} d\theta + \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial v} dv,$$

et la sensibilité est, dans une position quelconque,

$$\frac{d\theta}{dv} = \frac{\frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial v}}{K - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2}}.$$

Cette expression très générale donne pour le couple directeur total au voisinage du zéro l'expression

$$\left[K - \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2}\right)_0\right] d\theta;$$

appliquée à tous les montages particuliers, elle exprime les couples directeurs d'Hopkinson, de Gouy, etc., en fonction des divers coefficients d'influence mutuelle et des différences de potentiel ⁽¹⁾.

Par exemple, pour l'électromètre à quadrants, à aiguille chargée, on a, en désignant par les indices 0, 1, 2, 3, l'enceinte, les deux paires de quadrants, et l'aiguille, et en remplaçant $-C_{mn}$ par c_{mn}

$$W = \mathfrak{W} + \frac{1}{2} [c_{23} V^2 + c_{13} (V + v)^2 + c_{12} v^2]$$

(en réunissant dans $\mathfrak{W}$ les termes qui contiennent les

(1) Cf. MOULIN, *Le Radium*, 1907, p. 145.

divers coefficients d'influence par rapport à l'enceinte, et ne varient pas avec θ) d'où

$$\frac{\partial W}{\partial \theta} = \frac{1}{2} [c'_{23} V^2 + c'_{13} (V + v)^2 + c'_{12} v^2],$$

et alors

$$\frac{d\theta}{dv} = \frac{c'_{12} v + c'_{13} (V + v)}{K - \frac{1}{2} [c''_{23} V^2 + c''_{13} (V + v)^2 + c''_{12} v^2]},$$

ou, en négligeant $\frac{v}{V}$ par rapport à 1, en utilisant la relation $C'_{33} = c'_{13} + c'_{23}$, et en observant que c_{12} passe par un maximum ou un minimum dans la position de symétrie

$$\frac{d\theta}{dv} = \frac{c'_{13} V}{K - \frac{1}{2} C''_{33} V^2}.$$

Nous retrouvons bien pour le couple d'Hopkinson la même première approximation que nous avons donnée immédiatement, car

$$\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial \theta} V^2 = \int \left(\frac{1}{2} C''_{33} V^2 \right) d\theta;$$

il n'est de la forme $AV^2\theta$ que si la dérivée seconde C''_{33} de la capacité de l'aiguille, peut être considérée comme constante lorsque θ varie.

Pour l'électromètre employé à charge constante, la théorie est conduite, par M. Langevin, de façon analogue : l'aiguille étant maintenue à V , les quadrants 2 à zéro, les quadrants 1 et le cylindre de Faraday qui leur est relié sont isolés et portent une charge q . L'équation de l'équilibre est encore, bien entendu, puisque la distribution est entièrement déterminée par les valeurs des divers potentiels,

$$K\theta = \frac{1}{2} [c'_{12} v^2 + c'_{13} (V + v)^2 + c'_{23} V^2] \quad \text{ou} \quad = \frac{\partial W}{\partial \theta}$$

(dérivée partielle) mais la condition de stabilité n'est plus la même, car une petite rotation $d\theta$ entraîne une variation $d\nu$ du potentiel des quadrants isolés; alors

$$d\left(K\theta - \frac{\partial W}{\partial \theta}\right) = K d\theta - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} d\theta - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \nu} d\nu,$$

mais on sait écrire la relation entre $d\nu$ et $d\theta$, en effet $q = \frac{\partial W}{\partial \nu}$; donc

$$dq = \frac{\partial^2 W}{\partial \nu^2} d\nu + \frac{\partial^2 W}{\partial \nu \partial \theta} d\theta \quad \text{avec} \quad \frac{\partial^2 W}{\partial \nu^2} = C_{11};$$

cela donne, si la charge reste constante,

$$dq = 0 \quad \text{ou} \quad d\nu = -\frac{1}{C_{11}} \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \nu} d\theta;$$

et alors

$$d\left(K\theta - \frac{\partial W}{\partial \theta}\right) = \left[K - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} + \frac{1}{C_{11}} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \nu}\right)^2\right] d\theta.$$

Le couple stabilisateur est donc plus grand, et les petites oscillations plus rapides que dans le montage à potentiels constants : le terme supplémentaire

$$\frac{1}{C_{11}} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \nu}\right)^2$$

est, en effet, essentiellement positif.

Lorsque q varie de dq , le déplacement de l'aiguille l'amène dans une nouvelle position telle que le couple total redevienne nul, donc

$$d\left(K\theta - \frac{\partial W}{\partial \theta}\right) = 0$$

ou

$$K d\theta - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} d\theta - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \nu} d\nu = 0;$$

et en remplaçant $d\nu$, en fonction de $d\theta$ et dq , par la relation

$$dq = C_{11} d\nu + \frac{\partial^2 W}{\partial \nu \partial \theta} d\theta,$$

on obtient, pour la sensibilité aux charges

$$\frac{d\theta}{dq} = \frac{\frac{1}{C_{11}} \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \varphi}}{K - \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} + \frac{1}{C_{11}} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2}.$$

Cette expression conduit, même lorsque le couple directeur électrique ordinaire $\frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2}$ est nul, à un maximum de sensibilité; en effet $\frac{d\theta}{dq}$ est alors de la forme $\frac{x}{KC_{11} + x^2}$ maxima pour

$$KC_{11} - x^2 = 0 \quad \text{ou} \quad x = \sqrt{KC_{11}} = \frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial \varphi} = c'_{13} V + c'_{11} \varphi,$$

et ce maximum de sensibilité aux charges est réalisé au voisinage du zéro ($\varphi = 0$), par le potentiel de charge

$$V = \frac{\sqrt{KC_{11}}}{c'_{13}}.$$

33. On voit toute la généralité de cette théorie. Dans le cas particulier que nous envisageons spécialement ⁽¹⁾, le couple d'Hopkinson est égal à $\frac{1}{2} C_{33} V^2 d\theta$ au voisinage du zéro. Même, si l'on suppose la symétrie par-

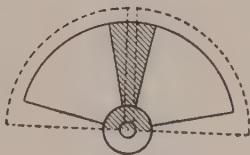


Fig. 12.

faite, et l'aiguille limitée à deux arcs et deux diamètres d'un même cercle, la présence des fentes permet de pré-

⁽¹⁾ Mesures à potentiels constants, au moyen de l'électromètre à quadrants, par la méthode de l'aiguille chargée à V.

voir un maximum ou un minimum pour la capacité de l'aiguille, suivant que celle-ci est très large ou très étroite (ouverture angulaire) : si elle n'est guère plus large que la fente, sa capacité augmentera manifestement quand elle entrera dans l'un ou l'autre des deux quadrants. Si elle occupait presque une demi-circonférence, une rotation diminuerait au contraire sa capacité puisque l'un ou l'autre de ses bords sortirait des quadrants. Pour les ouvertures courantes, intermédiaires, il y a souvent un maximum de capacité dans la position de symétrie, entre les deux maximums correspondants à l'absorption complète de l'aiguille par l'un ou l'autre des quadrants. Son existence dépend d'ailleurs de l'écartement des quadrants et de la largeur des fentes. Il est impossible de calculer cette capacité : le problème de la distribution électrique sur trois conducteurs de formes complexes comme ceux-là ne comporte pas de solution mathématique utilisable. Walker a tenté une approximation dans ce sens ⁽¹⁾, mais il n'est certainement pas légitime de négliger l'action des arêtes vives et des petites parois verticales qui bordent les fentes (dont la hauteur est égale à l'épaisseur du métal des quadrants).

Pour donner une idée de ce que peut être effectivement la complexité de ces distributions, l'exemple suivant paraît assez frappant : pour réaliser, dans une petite région de l'échelle, un couple d'Hopkinson négatif et une grande sensibilité, j'avais employé un artifice déjà signalé : deux petits bouts de fil de cuivre de 2^{mm} de long et $\frac{2}{100}$ de millimètre de diamètre étaient collés radialement aux deux extrémités du grand axe. Une exploration méthodique de la sensibilité a donné deux maximums très accusés, pour deux positions de la petite nervure écartées d'environ 1^{mm},5 devant une fente large de 1^{mm} seulement ; c'est donc après

(¹) WALKER, *Phil. mag.*, t. II, 1903, p. 238.

être nettement entrée dans l'un des quadrants que cette nervure produisait l'augmentation de capacité la plus rapide en fonction de la rotation.

Les moindres aspérités ou irrégularités géométriques de l'aiguille produisent ainsi, par leur passage devant les fentes, des variations importantes et compliquées du couple électrique.

Les dissymétries suffisent même à créer des couples électriques géométriques en l'absence de fentes. Par exemple, si l'aiguille présente une bosse, et si le plan moyen dans lequel elle tourne n'est pas exactement parallèle au plan des quadrants, la rotation pourra rapprocher la bosse du plan des quadrants et augmenter la capacité, il se produit donc un couple électrique agissant dans ce sens. Scholl ⁽¹⁾ a manifesté l'existence de tels couples sur une aiguille suspendue dans une boîte plate unie, analogue à des quadrants dont on n'aurait pas encore taillé les fentes à la scie.

34. J'ai observé que ces divers facteurs géométriques ne suffisent pas à rendre compte des couples électriques réels. Cela tient à l'insuffisance pratique de la première approximation que nous avons explicitée plus haut. Les gradients de potentiel, produits à la surface des conducteurs par l'irrégularité du phénomène de Volta, conduisent à apporter à la théorie des corrections équivalentes, en première approximation, à la simple addition de couples nouveaux.

Ces gradients de potentiel sont faciles à mettre en évidence. Supposons, en effet, la différence de potentiel de Volta, entre la surface et le métal massif, uniforme sur chacun des conducteurs (avec les valeurs Ψ_1 , Ψ_2 , Ψ_3); la correction qu'elle entraînerait serait alors immédiate,

(¹) *Phys. Zeitsch.*, 1908, p. 915.

l'expression de l'énergie électrique devenant simplement

$$\Sigma \left\{ -\frac{1}{2} C_{mn} [(V_m + \varphi_m) - (V_n + \varphi_n)]^2 \right\}.$$

La différence de potentiel apparente ($\varphi_m - \varphi_n$) entre l'aiguille et l'une des paires de quadrants est directement accessible par une mesure idiostatique : l'aiguille et les quadrants 2 étant mis au sol, les quadrants 1 portés à un potentiel V , on a deux couples

$$\frac{1}{2} \frac{\partial c_{13}}{\partial \theta} (V + \varphi_1 - \varphi_3)^2 \quad \text{et} \quad \frac{1}{2} \frac{\partial c_{23}}{\partial \theta} (\varphi_2 - \varphi_3)^2.$$

qui dirigent l'aiguille vers l'une et vers l'autre des deux paires de quadrants; mais si V est assez grand, le second est négligeable devant le premier, et la torsion mesure sensiblement

$$\frac{1}{2} \frac{\partial c_{13}}{\partial \theta} (V + \varphi_1 - \varphi_3)^2.$$

Si l'on renverse le signe de V on obtient une autre torsion d'équilibre, qui mesure

$$\frac{1}{2} \frac{\partial c_{13}}{\partial \theta} (-V + \varphi_1 - \varphi_3)^2,$$

et la différence des deux mesure donc sensiblement

$$2 c'_{13} V (\varphi_1 - \varphi_3).$$

Si l'on fait cette mesure pour diverses positions de l'aiguille par rapport aux quadrants, on trouve en général pour $(\varphi_1 - \varphi_3)$ des valeurs qui varient de l'une à l'autre. J'ai, par exemple, observé sur une aiguille de mica argenté ⁽¹⁾

(1) Les observations ont porté surtout sur une aiguille très large $\left(19 \frac{\pi}{32}\right)$, ainsi choisie pour réaliser un couple géométrique faible avec une région de stabilité très étendue pour les mesures des couples; une telle aiguille ne tend pas, en effet, à se précipiter dans les quadrants, plus larges qu'elle. L'argenture de cette aiguille était d'ailleurs assez terne et tachée.

entre quadrants de bronze doré, pour un déplacement angulaire total de 30° , des valeurs ainsi calculées pour $(\varphi_3 - \varphi_1)$ qui variaient de -50 millivolts à $+60$ millivolts, pendant que les valeurs de $(\varphi_3 - \varphi_2)$ variaient de $+100$ millivolts à -20 millivolts. Ces résultats sont contradictoires et montrent la non-légitimité de notre hypothèse : la surface de l'un au moins des conducteurs n'est pas une surface équipotentielle. Les résultats de ce genre paraissent très fréquents ; ils n'ont rien qui puisse étonner lorsqu'on observe les écarts entre les nombres consignés dans les mesures d'effet Volta sur divers échantillons d'un même métal. Ces variations peuvent se présenter d'un point à un autre d'une surface donnée ; on doit les attendre très notables justement sur les aiguilles d'aluminium ou de mica argenté : l'aluminium, en effet, est beaucoup plus irrégulier que les autres métaux, et l'argenture du mica est difficilement homogène ; la fragilité même de ces aiguilles empêche d'ailleurs de les soumettre à des polissages énergiques.

35. Dans l'expression de l'énergie d'un champ on ne peut plus mettre en facteur les carrés des différences de potentiel entre les surfaces des conducteurs pris deux à deux, puisque ce ne sont plus des surfaces équipotentielles : la notion de coefficient d'influence mutuelle des deux conducteurs disparaît, et l'on pourrait tout au plus faire intervenir les coefficients d'influence mutuelle, en nombre infini, des éléments de surface les uns sur les autres. Mais nous pouvons écrire chaque couple effectif comme la somme du couple géométrique correspondant et d'un couple correctif, fonction de V et de θ ; par exemple, pour le couple qui attire l'aiguille vers les quadrants 1 dans le montage idiostatique, nous aurons

$$\Gamma_1(V) = \frac{1}{2} c'_{12} V^2 + \gamma_1(V, \theta).$$

Or, en changeant le signe de V on observe que $\Gamma_1(+V)$

est différent de $\Gamma_1' (-V)$; le premier terme n'a pas changé; quant au second terme, si V est très grand par rapport aux différences de potentiel de Volta, son changement se réduit, en première approximation à un simple changement de signe :

L'effet Volta modifie en effet de deux manières les forces qui sollicitent l'aiguille. S'il est uniforme, il laisse les lignes de force normales aux surfaces, changeant seulement leur distribution et l'intensité des tensions électrostatiques, mais on peut alors le compenser au moyen d'une petite différence de potentiel auxiliaire invariable, et nous n'avons pas besoin d'en tenir compte.

Quant aux petits gradients superficiels de potentiel, laissant aux tensions leur intensité moyenne, ils ont pour effet de les rendre un peu obliques sur la surface et réalisent ainsi des forces tangentielles qui changent de signe avec V ; elles sont même sensiblement linéaires en V comme on peut s'en rendre compte approximativement : la ligne de force issue d'un point O de l'aiguille, où le potentiel est égal à zéro et invariable, partira suivant deux directions OM_1 et OM_2 très sensiblement symé-

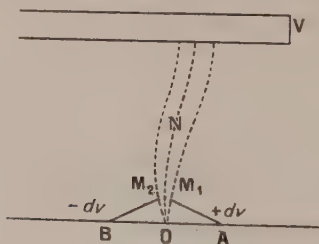


Fig. 13.

triques par rapport à la normale ON , suivant que le quadrant opposé est à $+V$ ou $-V$; en effet, elles sont normales aux surfaces équipotentielles $+dv$ ou $-dv$, faisant ainsi avec ON des angles très petits égaux à $\frac{OM_1}{OA}$

ou $\frac{OM_2}{OA}$. Or, la longueur et la forme générale de la ligne de force variant très peu dans le changement de signe, on a sensiblement

$$OM_1 = OM_2 = k \frac{dv}{V} \quad \text{et} \quad OA = OB = \frac{1}{\frac{\partial v}{\partial r}} dv.$$

La composante tangentielle de la tension électrostatique KV^2 en O varie donc avec V sensiblement comme

$$KV^2 \frac{OM_1}{OA} = KV^2 k \frac{dv}{V} \frac{\partial v}{\partial r} \quad \text{ou} \quad AV \frac{\partial v}{\partial r}.$$

Il est à peine utile de faire remarquer que des gradients de potentiel sur les quadrants donnent des effets analogues en vertu de l'égalité de l'action et de la réaction : les changements du couple résultant peuvent être produits directement par l'obliquité des lignes de force sur l'aiguille, ou indirectement par les petits changements de points d'application qu'imposent à ces lignes de force leur obliquité au départ des quadrants.

On prévoit ainsi un couple correctif γ_1 , essentiellement fonction des gradients de potentiel superficiels, et sensiblement proportionnel à V. On vérifie en tous cas expérimentalement cette proportionnalité pour la différence

$$[\Gamma_1(+V, \theta) - \Gamma_1(-V, \theta)] = [\gamma_1(+V, \theta) - \gamma_1(-V, \theta)].$$

Nous écrirons alors

$$\Gamma_1(V) = \frac{1}{2} c'_{13} V^2 + \varphi_1(\theta) V.$$

Comme pratiquement, le second terme est très petit par rapport au premier, cette écriture est sensiblement équivalente à

$$\frac{1}{2} c'_{13} \left[V + \frac{\varphi_1(\theta)}{c'_{13}} \right]^2 \quad \text{ou} \quad \Gamma_1(V) = \frac{1}{2} c'_{13} [V + \varphi_{13}(\theta)]^2,$$

et l'on met ainsi en évidence la différence de potentiel apparente moyenne, accessible à l'expérience par la comparaison de $\Gamma_1 (+V)$ et $\Gamma_1 (-V)$; mais ce n'est pas une grandeur physique réelle puisqu'elle dépend de θ : elle représente une résultante d'effets qu'on peut compenser au moyen d'une différence de potentiel convenable, fonction de θ et égale à $\varphi_{13}(\theta)$.

36. Pour les différents montages électrométriques, les gradients de potentiel introduisent des actions analogues; en particulier, le couple directeur électrique de l'aiguille chargée deviendra

$$G = \frac{1}{2}(c'_{13} + c'_{23})V^2 + f(\theta)V.$$

Cette expression peut être introduite *a priori* [par le raisonnement déjà employé, on y est conduit aussi en envisageant le couple théorique d'Hopkinson

$$\frac{1}{2}(c'_{13} + c'_{23})V^2,$$

comme la somme algébrique de deux couples très analogues au couple Γ_1 . Sur Γ_1 , la forme des corrections relatives aux gradients de potentiel a été expérimentalement justifiée, et nous écrirons par analogie

$$G = \frac{1}{2}c'_{13}[V + \varphi_1(\theta)]^2 + \frac{1}{2}c'_{23}[V + \varphi_2(\theta)]^2 \quad (1),$$

ce qui donne

$$G = \frac{1}{2}(c'_{13} + c'_{23})V^2 + [c'_{13}\varphi_1(\theta) + c'_{23}\varphi_2(\theta)]V + \frac{1}{2}(c'_{13}\varphi_1^2 + c'_{23}\varphi_2^2)$$

(1) Remarquons que $\varphi_1(\theta)$ n'a aucune raison d'être identique à $-\varphi_{13}(\theta)$ que nous avons tout à l'heure. La distribution du champ est différente, en effet, car les deux paires de quadrants sont maintenant sensiblement au même potentiel.

ou

$$C = \alpha(\theta)V^2 + \beta(\theta)V + \gamma(\theta).$$

On peut construire par points la courbe du couple C en fonction de θ , en mesurant la torsion qui le compense pour chaque position de l'aiguille. Des courbes expérimentales $C(+V)$ et $C(-V)$, on déduit graphiquement les courbes

$$A = \frac{C(+V) + C(-V)}{2} = \alpha(\theta)V^2 + \gamma(\theta)$$

et

$$B = \frac{C(+V) - C(-V)}{2} = \beta(\theta)V.$$

La sensibilité dépend, en chaque point, de la dérivée

$$\frac{\partial}{\partial \theta}(K\theta - C) = K - \frac{\partial C}{\partial \theta},$$

et l'importance respective de ces divers couples dépend seulement de leurs dérivées : un couple constant peut être compensé et n'influe plus sur les mesures.

Pour l'aiguille déjà signalée chargée à 88 volts, $\frac{\partial B}{\partial \theta}$ était assez régulier, avec une valeur voisine de $\frac{1}{500}$ C.G.S. c'est-à-dire du même ordre que les coefficients K des suspensions fines en quartz, la pente $\frac{\partial A}{\partial \theta}$ avait une valeur moins régulière et un peu inférieure en moyenne. Les variations de A représentent d'ailleurs très sensiblement celles du seul couple d'Hopkinson $\alpha(\theta)V^2$; en effet, c''_{13} et c''_{23} sont du même ordre et de même signe dans le voisinage de la symétrie, et l'on a

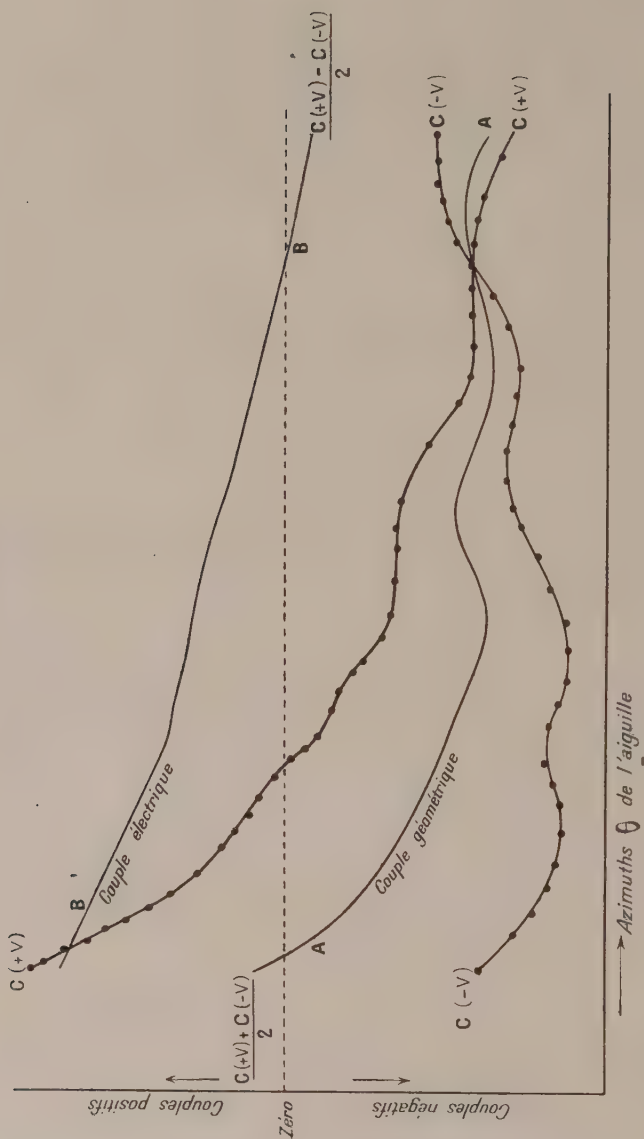
$$\gamma'(\theta) = \frac{1}{2}(c'_{13}\varphi_1^2 + c'_{23}\varphi_2^2) + (c'_{13}\varphi_1\varphi'_1 + c'_{23}\varphi_2\varphi'_2),$$

$$B' = \beta'V = (c''_{13}\varphi_1V + c''_{23}\varphi_2V) + (c'_{13}V\varphi'_1 + c'_{23}V\varphi'_2),$$

$$\alpha'V^2 = \frac{1}{2}V^2(c'_{13} + c'_{23}),$$

les φ et φ' sont du même ordre et négligeables par rap-

Fig. 14.



port à V ; alors les deux premiers termes de γ' ou de B' sont négligeables devant $\alpha'(\theta) V^2$, mais ce qui reste de γ' est négligeable devant ce qui reste de B' , donc aussi devant $\alpha' V^2$ ⁽¹⁾. Ce sera presque toujours le cas. Le couple directeur électrique total se réduit donc sensiblement (sauf correction d'un couple constant dû à un effet Volta uniforme), à la somme du couple d'Hopkinson $\frac{1}{2}(c'_{13} + c'_{23}) V^2$ et du couple $\beta(\theta) V$ dû aux gradients de potentiel; le second peut être du même ordre que le premier. Dans l'aiguille en question, il était d'autre part d'allure plus régulière : l'aiguille, découpée de façon imparfaite, présentait de petites aspérités qui compliquaient le couple géométrique; au contraire les gradients de potentiel se produisent, sur l'argenture, par taches moins capricieuses. En réalisant entre l'aiguille et les quadrants une différence de potentiel alternative de valeur efficace V , on aurait le couple géométrique d'Hopkinson seul.

De façon analogue, dans le montage symétrique on aura, à côté du couple géométrique de Gouy proportionnel à V^2 , un nouveau couple proportionnel à V dû aux gradients de potentiel.

Ces couples compliquent encore les problèmes de réalisation des sensibilités extrêmes et des graduations linéaires.

CHAPITRE V.

Les emplois des électromètres.

37. Les électromètres peuvent être employés pour des mesures assez variées. La plus immédiate est celle des différences de potentiel constantes entretenues; l'élec-

(1) Puisque $(\alpha' V^2 + \gamma')$ et B' sont du même ordre d'après les résultats expérimentaux.

tromètre a l'avantage de ne pas produire une fuite comme fait le voltmètre électromagnétique, son emploi est donc indiqué pour l'étude des forces électromotrices à très petit débit, ou des différences de potentiel très élevées : les voltmètres électrostatiques sont des électromètres industriels peu sensibles. Aux sensibilités très grandes, obtenues par les divers dispositifs hétérostatiques, les couples directeurs électriques prennent une importance relative notable, et la réalisation d'une graduation linéaire devient très délicate; il faut alors étalonner empiriquement toute la graduation. Les électromètres courants de laboratoire dépassent, comme sensibilité pratique, le millivolt et peuvent mesurer des différences de potentiel atteignant un volt. Nous avons signalé au paragraphe 22 que cette précision relative du millième peut être beaucoup dépassée. Une différence de potentiel de l'ordre de 100 volts peut être comparée en effet, avec la même

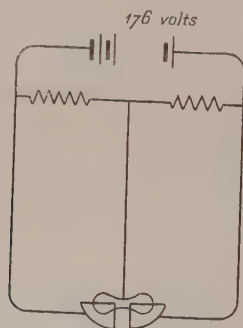


Fig. 15.

sensibilité absolue à des batteries équivalentes de piles étalons ⁽¹⁾. L'électromètre ainsi employé permet de com-

(¹) En la prenant sur des résistances étalonnées, on peut étendre cette précision relative au contrôle de différences de potentiel beaucoup plus grandes ou plus petites.

parer deux grandes résistances égales, avec des précisions analogues à celles du pont de Wheatstone ; il devient même nettement plus avantageux dans le cas des résistances extrêmes où passeraient des courants assez faibles pour que la dérivation galvanométrique cesse d'être négligeable.

38. Si la différence de potentiel étudiée n'est pas constante, l'inertie de l'aiguille introduit, bien entendu, les difficultés très générales des mesures variables. Un cas intéressant est celui des variations périodiques trop rapides pour déplacer sensiblement l'aiguille à partir d'une position moyenne. C'est le cas de la mesure électrométrique des différences de potentiel alternatives. Cette mesure doit porter sur un couple moyen fonction paire de la différence de potentiel ; elle doit donc être faite par une méthode idiostatique (ou, du moins, un montage hétérostatique ne saurait être réalisé qu'avec une différence de potentiel auxiliaire synchrone non décalée). Ces mesures donnent la différence de potentiel efficace. On peut faire l'étalonnage préalable au moyen de différences de potentiel continues, mais il faut alors tenir compte des différences de potentiel apparentes : elles donnent pour l'équilibre $K\theta = AV^2 + BV = f(V, \theta)$, d'où $\theta = \varphi(V)$; et le potentiel efficace est $\sqrt{V^2}$ quand la déviation produite par le courant alternatif est

$$\theta = \frac{1}{2} [\varphi(+V) + \varphi(-V)].$$

39. Quand la période du courant alternatif devient extrêmement courte, on peut avoir des phénomènes de résonance. Avec les oscillations électriques rapides, les indications de l'électromètre deviennent beaucoup plus délicates à interpréter. Dans l'expérience suivante (très facile à réaliser et intéressante par cela même), la déviation électrométrique accuse surtout un phénomène de résonance :

l'aiguille est reliée, aussi immédiatement que possible, aux quadrants pairs et à l'enceinte; et, par un fil de 2^m ou 3^m, aux quadrants impairs, avec lesquels elle constitue un circuit oscillant. Le circuit excitateur est formé par un condensateur d'Æpinus fermé sur un fil analogue voisin du premier; ce fil est coupé par un éclateur où l'on alimente régulièrement des étincelles oscillantes. En faisant varier la capacité du condensateur on fait passer la déviation de l'électromètre par un maximum très accentué qui correspond à une région de résonance. Les choses sont plus compliquées que dans l'étude bolométrique des résonances, parce que le phénomène indicateur même, ici la rotation de l'aiguille, entraîne une variation de capacité, donc un changement de la période propre du résonateur ⁽¹⁾.

Supposons par exemple qu'il se produise des oscillations seulement entre les quadrants 1 et l'aiguille, maintenue au même potentiel que les quadrants 2; elles créent un couple $\frac{1}{2} c'_{13} V^2$, V^2 étant une fonction déterminée de θ et des autres paramètres $x, y, z, \dots$ des deux circuits réagissants ⁽²⁾. L'équilibre, dans une position où c_{13} ne soit pas maximum, n'est possible que grâce à la superposition d'un couple compensateur, par exemple le couple de torsion; et cet équilibre aura lieu pour une valeur de θ telle que

$$K\theta = \frac{1}{2} c'_{13}(\theta) \cdot V^2(\theta, x, y, z, \dots).$$

Si l'on veut étudier, au moyen de l'électromètre, l'influence des divers paramètres ⁽³⁾ sur l'intensité de la

⁽¹⁾ Il s'agit ici, bien entendu, d'oscillations localisées dans l'électromètre, et non de mesures aux bornes d'un condensateur vis-à-vis duquel la capacité de l'électromètre serait négligeable.

⁽²⁾ Fonction qu'on peut définir complètement pour chaque valeur de θ , en mesurant le couple antagoniste (égal à $\frac{1}{2} c'_{13} V^2$) nécessaire pour maintenir l'aiguille dans cette position.

⁽³⁾ Par exemple, étudier des variations du coefficient d'induction mutuelle.

résonance, on observera les déplacements qu'apportent leurs variations à la position d'équilibre de l'aiguille. Ces déplacements ont pour résultat de maintenir nul le couple total, on a donc

$$d\left(K\theta - \frac{1}{2}c'_{13}V^2\right) = 0$$

ou

$$K d\theta - \frac{1}{2}c'_{13} \frac{\partial V^2}{\partial \theta} d\theta - \frac{1}{2}c'_{13} \frac{\partial V^2}{\partial x} dx - \frac{1}{2}c''_{13} V^2 d\theta = 0;$$

d'où

$$d\theta = \frac{\frac{1}{2}c'_{13} \frac{\partial V^2}{\partial x}}{K + \frac{1}{2}c''_{13} V^2 - \frac{1}{2}c'_{13} \frac{\partial V^2}{\partial \theta}} dx,$$

où l'on voit l'intervention de $\frac{\partial V^2}{\partial \theta}$ dans la sensibilité.

La relation se simplifie cependant si $\frac{\partial V^2}{\partial \theta}$ est nul. Cette condition est facile à réaliser sans qu'il soit nécessaire d'étudier la fonction $V^2(\theta)$; elle est obtenue si, en agissant seulement sur la capacité C du circuit exciteur, on arrive à faire passer la déviation par un maximum. En effet, $\frac{\partial V^2}{\partial C}$ est alors nul d'après notre dernière relation appliquée au paramètre C, et l'énergie électrique moyenne entretenue par induction

$$W = \frac{1}{2}c_{13}V^2$$

passé par un maximum, puisque les deux termes de

$$\frac{\partial W}{\partial C} = \frac{1}{2}c_{13} \frac{\partial V^2}{\partial C} + \frac{1}{2}V^2 c'_{13} \frac{\partial \theta}{\partial C}$$

sont nuls. C'est l'accord qui réalise cette condition, donc $\frac{\partial V^2}{\partial c_{13}}$ passe aussi par la valeur zéro, et $\frac{\partial V^2}{\partial \theta}$ également.

Il est bon de remarquer que si, en agissant sur la capacité C du circuit exciteur, on changeait aussi l'énergie

dépensée Ψ , le maximum de V^2 (donc aussi de θ) subirait un petit déplacement et n'indiquerait plus l'accord parfait ⁽¹⁾. C'est ce qui arriverait si l'excitation était produite, par exemple, au moyen d'un nombre invariable d'étincelles par seconde. Avec une source continue, à débit régulier, rechargeant l'excitateur chaque fois qu'il s'est déchargé, les variations de capacité sont compensées par des changements dans le nombre des étincelles, et l'énergie dépensée reste la même tant que l'éclateur reste invariable.

Alors, si l'on fait des mesures très voisines d'une position de l'aiguille qui soit un maximum de déviation obtenu par variation de C , les petites déviations $d\theta$ observées seront liées à l'action du seul paramètre étudié x sur le phénomène d'induction.

Si l'accord approximatif n'est pas réalisé, au contraire, la sensibilité de l'électromètre envisagé comme appareil de mesure des paramètres x , se complique du terme en $\frac{\partial V^2}{\partial \theta}$. Ce terme correspond à des couples directeurs qui apparaissent dans l'électromètre ainsi utilisé et dont on peut mieux saisir la signification pratique par la discussion d'un cas précis.

40. Supposons par exemple l'électromètre parfaitement symétrique, et l'aiguille reliée séparément aux deux quadrants par deux circuits exactement identiques et symétriques. Un circuit excitateur placé dans le plan de

(1) Il correspondrait alors, en effet, non à $\frac{\partial V^2}{\partial C} = 0$ mais à

$$\frac{\partial V^2}{\partial C} dC + \frac{\partial V^2}{\partial \Psi} d\Psi = 0,$$

ou

$$\frac{\partial V^2}{\partial C} + \frac{\partial V^2}{\partial \Psi} \frac{d\Psi}{dC} = 0.$$

symétrie peut y produire des oscillations symétriques et des couples qui se compensent. Le dispositif permet d'étudier l'action des facteurs qui ne changent pas la période : par exemple, les variations des deux coefficients d'induction mutuelle, produites par de petits déplacements (translations, rotations, déformations) du circuit excitateur. Un tel déplacement supprimera la compensation des deux couples $\frac{1}{2} c'_{13} V_1^2$ et $\frac{1}{2} c'_{23} V_2^2$, les deux différences de potentiel efficaces V_1 et V_2 cessant d'être égales. Les choses paraissent très analogues à la mesure ordinaire d'une différence de potentiel ($V_1 - V_2$) par la méthode de l'aiguille chargée. Pour une même variation $d(V_1 - V_2)$, la déviation est d'autant plus grande que la valeur initiale commune de V_1 et V_2 est plus grande. Mais ici, la variation $d(V_1 - V_2)$ n'est pas liée seulement à la variable x qu'on veut étudier; elle est de la forme

$$\left(\frac{\partial V_1}{\partial x} - \frac{\partial V_2}{\partial x} \right) dx + \left(\frac{\partial V_1}{\partial \theta} - \frac{\partial V_2}{\partial \theta} \right) d\theta.$$

Si le circuit exciteur est accordé avec les deux circuits identiques, on aura au voisinage de la symétrie $\frac{\partial V_1}{\partial \theta} = 0$ et $\frac{\partial V_2}{\partial \theta} = 0$. S'il ne l'est pas, on a $\frac{\partial V_1}{\partial \theta} = -\frac{\partial V_2}{\partial \theta} \neq 0$ et positif ou négatif suivant que l'aiguille, en pénétrant dans les quadrants, améliore ou diminue les conditions de résonance; cet effet augmentera ou diminuera la sensibilité suivant les cas, d'une manière qu'il est aisé de préciser. A chaque instant, tous les couples sont les mêmes que dans la distribution permanente où les potentiels auraient leurs valeurs actuelles $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, le couple total est donc

$$K\theta - \frac{1}{2} [c'_{13}(\varphi_1 - \varphi_3)^2 + c'_{23}(\varphi_2 - \varphi_3)^2 + c'_{12}(\varphi_1 - \varphi_2)^2].$$

Si les différences de potentiel efficaces sont V_1 et V_2 , le moment moyen de ces couples sera

$$K\theta - \frac{1}{2} (c'_{13} V_1^2 + c'_{23} V_2^2) - \frac{c'_{12}}{2} \int \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)}{T} dt.$$

Enfin, si V_1 et V_2 sont peu différents, et si les deux oscillations n'ont pas de décalage mutuel notable, le dernier terme sera négligeable. Les petits changements du paramètre x et ceux de la position d'équilibre θ qu'ils entraînent sont alors liés par la relation

$$d \left[K\theta - \frac{1}{2}(c'_{13} V_1^2 + c'_{23} V_2^2) \right] = 0,$$

ou

$$K d\theta - \frac{1}{2}(V_1^2 c''_{13} + V_2^2 c''_{23}) d\theta - \left(c'_{13} V_1 \frac{\partial V_1}{\partial \theta} + c'_{23} V_2 \frac{\partial V_2}{\partial \theta} \right) d\theta - \left(c'_{13} V_1 \frac{\partial V_1}{\partial x} + c'_{23} V_2 \frac{\partial V_2}{\partial x} \right) dx = 0,$$

d'où

$$d\theta = \frac{c'_{13} V_1 \frac{\partial V_1}{\partial x} + c'_{23} V_2 \frac{\partial V_2}{\partial x}}{K - \frac{1}{2}(V_1^2 c''_{13} + V_2^2 c''_{23}) - \left(c'_{13} V_1 \frac{\partial V_1}{\partial \theta} + c'_{23} V_2 \frac{\partial V_2}{\partial \theta} \right)} dx,$$

et, en particulier, dans le voisinage de la symétrie

$$V_1 = V_2 = V, \quad \frac{\partial V_1}{\partial x} = -\frac{\partial V_2}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad c'_{13} = -c'_{23},$$

$$\frac{\partial V_1}{\partial \theta} = -\frac{\partial V_2}{\partial \theta} = \frac{\partial V}{\partial \theta};$$

d'où

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{2 c'_{13} V \frac{\partial V}{\partial x}}{K - \frac{1}{2} c''_{33} V^2 - 2 c'_{13} V \frac{\partial V}{\partial \theta}}.$$

Dans cette expression de la sensibilité, nous avons au dénominateur le couple de torsion, le couple d'Hopkinson ordinaire, et le terme supplémentaire qui dépend de la synchronisation; l'effet des gradients de potentiel superficiels disparaît, bien entendu, puisque les différences de potentiel sont alternatives. Ce terme supplémentaire se présente comme analogue à celui qu'on rencontre dans l'expression de la sensibilité électrométrique aux charges (*cf.* § 32). Mais alors on avait un couple essentielle-

ment positif, qui augmentait toujours le couple directeur, tandis que le nouveau couple actuel peut être rendu nul, négatif, ou positif en réglant la période du circuit exciteur. On peut, tout en diminuant l'accord des deux circuits, maintenir invariable la différence de potentiel efficace V : il suffit d'augmenter l'énergie dépensée dans le circuit exciteur ⁽¹⁾; cela fait d'ailleurs varier simultanément le facteur $\frac{\partial V}{\partial x}$ du numérateur. Le résultat essentiel, c'est l'influence du réglage de période sur la sensibilité maximale de l'électromètre ainsi employé. Ce genre de dispositifs manifeste avec une extrême sensibilité les déformations géométriques du circuit inducteur.

41. Les mesures électrométriques ne sont pas limitées aux seules différences de potentiel entretenues par des forces électromotrices, elles portent souvent aussi sur les variations du potentiel d'un conducteur isolé, par rapport à une enceinte conductrice. On a déjà signalé (§ 28) les complications nouvelles qui s'introduisent alors : fuites ou phénomènes d'influence. Pour la mesure des charges, le conducteur isolé prend la forme du cylindre de Faraday (relié aux quadrants 1). Nous avons déjà observé que l'établissement en différences de potentiels, directement réalisable avec une grande précision, ne donne pas une graduation proportionnelle en charges; on a ⁽²⁾

$$q = C_{01}(0 - v) + C_{31}(V - v) + C_{21}(0 - v) = c_{11}v - c_{31}V$$

ou

$$v = \frac{1}{c_{11}}q + \frac{c_{31}}{c_{11}}V,$$

c_{31} est déterminé dans chaque position par la construction

⁽¹⁾ Ce qu'on peut faire facilement en employant le mode d'excitation par étincelle soufflée. Cf. ABRAHAM, *Journal de Physique*, 1899, p. 366.

⁽²⁾ L'indice 1 s'applique à tout le système de conducteurs isolés.

de l'appareil⁽¹⁾, et si l'on veut se rapprocher de la proportionnalité en augmentant la capacité c_{11} , on diminue la sensibilité. Pour faire ainsi des mesures de charges, il faut donc, outre l'étalonnage ν (θ) avoir déterminé toutes les valeurs de c_{11} et c_{31} en fonction de θ . Cet étalonnage supplémentaire est possible, mais au moyen de mesures assez longues :

La relation $q = c_{11}\nu - c_{31}V$, donne, pour les changements d'équilibre à charge constante produits par les variations de V ,

$$c_{11} d\nu + \nu c'_{11} d\theta - V c'_{31} d\theta - c_{31} dV = 0,$$

et le second terme est nul si l'on part d'un potentiel ν nul pour le conducteur isolé. Le coefficient c'_{13} du troisième terme peut être déduit de mesures antérieures de sensibilité aux potentiels; on a en effet

$$\frac{d\theta}{d\nu} = \frac{c'_{13} V}{K - \frac{1}{2} c''_{33} V^2},$$

relation dans la quelle on peut remplacer $\left(\frac{1}{2} c''_{33} V^2\right)$ par sa valeur obtenue expérimentalement au moyen de mesures directes du couple d'Hopkinson $\frac{1}{2} c'_{33} V^2$.

D'où la manière d'opérer :

Amener, au moyen de la suspension, l'aiguille dans une position donnée θ , les quadrants 1 étant au sol. Isoler l'ensemble des conducteurs 1, donner au potentiel de charge de l'aiguille, une variation connue dV , observer le déplacement correspondant; on aura ainsi une équation à coefficients connus, en c_{31} et c_{11} . On peut en écrire une seconde analogue en ajoutant aux conducteurs 1 une capa-

(1) On voit l'avantage que présentent à ce point de vue les électromètres à capacité propre c_{31} très petite, comme les appareils à feuille d'or.

ité fixe γ_{11} connue (c_{11} remplacé par $c_{11} + \gamma_{11}$) et en répétant la même opération. Ces deux équations permettent de calculer c_{11} et c_{31} pour la position θ considérée, lorsqu'on a préalablement déterminé $\frac{d\varphi}{d\theta}(\theta)$ et calculé $c'_{13}(\theta)$. On peut former alors le tableau d'étalonnage

$$q = c_{11}\varphi - c_{13}V.$$

Cette méthode est compliquée; malheureusement un étalonnage direct du cylindre de Faraday en charges, au moyen d'un plan d'épreuve, n'est pas susceptible de précision : il est difficile (tant géométriquement que par suite des frottements) de donner chaque fois au corps d'épreuve une charge bien définie toujours la même, et de la porter au cylindre sans perturbations dues au manche isolant et aux frottements.

La supériorité pratique des méthodes de zéro apparaît ainsi pour les mesures de charges. On peut ramener l'aiguille à sa position d'équilibre en fournissant aux conducteurs 1 des quantités d'électricité connues qui compenseront alors exactement les charges q étudiées. C'est ce que réalise le quartz piézo-électrique. En fait, les calculs et les mesures sont en général beaucoup plus faciles en réalisant la compensation par influence : on laisse aux conducteurs 1 leur charge inconnue q , et c'est par des phénomènes d'influence mesurables qu'on ramène leur potentiel à être nul.

Alors, si un potentiel auxiliaire φ agit sur les conducteurs 1, le coefficient d'influence étant γ , l'expression de la charge est, quand l'aiguille est revenue au zéro,

$$q = \gamma\varphi + C_{31}V;$$

le second terme $C_{31}V$ reprend toujours la même valeur, les variations δq , qu'on veut mesurer, sont égales à

$$\delta q = \gamma \delta\varphi + \varphi \delta\gamma.$$

On peut agir en changeant soit le coefficient d'influence; soit le potentiel actif, qui donne les mesures les plus précises (avec un dispositif potentiométrique).

42. Le problème de la mesure de courants très petits, auquel se ramènent toutes les recherches d'ionisation est identiquement le même : on mesure des charges qui arrivent d'une façon continue. Les méthodes de zéro ont alors encore une autre supériorité, celle d'éviter les complications relatives à l'inertie de l'aiguille. La compensation se réalise au moyen du quartz piézo-électrique, ou, plus simplement, par influence : variation d'un coefficient d'influence sous voltage constant ⁽¹⁾ ou variation d'un voltage influençant sous coefficient constant ⁽²⁾. On pourrait chercher à déterminer la charge δq nécessaire pour maintenir l'électromètre au zéro pendant un temps δt donné. En fait, pour des raisons de manœuvre évidentes, il est beaucoup plus facile de déterminer avec un chronomètre à pointage le temps Δt pendant lequel il faut libérer une charge Δq donnée, pour maintenir l'électromètre au zéro.

Pour les enregistrements continus photographiques de courants d'ionisation, la méthode de déviation est seule possible bien entendu. Elle exige, soit une remise automatique de l'électromètre au zéro, à intervalles de temps réguliers ⁽³⁾, soit l'adjonction d'une fuite à résistance constante R ⁽⁴⁾. On réalise effectivement une telle fuite par une chambre d'ionisation, réglée de façon que le courant y reste très éloigné de la saturation : il suit alors sensiblement la loi d'Ohm $\varphi = RI$. Lorsque le courant

⁽¹⁾ Cf. MALCLÈS, *Comptes rendus*, t. CXLIV, p. 264; HENRIOT, *Thèse*, Paris, 1912, p. 16.

⁽²⁾ Cf. LATTÈS, *Le Radium*, 1909, p. 73.

⁽³⁾ Cf. LANGEVIN et MOULIN, *Le Radium*, 1907, p. 220.

⁽⁴⁾ Cf. BRONSON, *Amer. J. Sci.*, 1905.

étudié garde une valeur fixe $\mathfrak{J}$, l'électromètre prend un potentiel d'équilibre φ tel que

$$\mathfrak{J} = I = \frac{\varphi}{R};$$

l'étalonnage de l'électromètre en potentiels suffit, avec la connaissance de la résistance R de la fuite. Mais le calcul des variations de $\mathfrak{J}$, d'après la courbe enregistrée, demande quelques précautions, relatives non seulement à l'inertie de l'aiguille, mais aussi à la capacité électrique de l'électromètre. Quand le potentiel φ du conducteur isolé change, la fuite I compense en effet non seulement le courant $\mathfrak{J}$ qu'il reçoit, mais aussi sa perte de charge

$$-\frac{dq}{dt} = -C \frac{d\varphi}{dt} \quad (1).$$

On a dans la période variable

$$\mathfrak{J} - I = \frac{dq}{dt} = C \frac{d\varphi}{dt} \quad \text{ou} \quad C \frac{d\varphi}{dt} + \frac{1}{R} \varphi = \mathfrak{J}.$$

Alors si $\mathfrak{J}$ passe rapidement d'une valeur constante $\mathfrak{J}_1$ à une autre $\mathfrak{J}_2$, le potentiel passera de $\varphi_1 = R\mathfrak{J}_1$ à $\varphi_2 = R\mathfrak{J}_2$, suivant la loi

$$\varphi = \varphi_2 + (\varphi_1 - \varphi_2)e^{-kt}.$$

Le coefficient k peut être déterminé par l'observation de la fuite sous courant $\mathfrak{J}$ nul, car on a alors

$$\varphi = \varphi_0 e^{-kt},$$

On a d'ailleurs immédiatement la relation $k = \frac{1}{RC}$; et si l'on veut mesurer des courants très petits, on est amené à prendre R très grand; la durée de ces perturbations devient alors très notable. Si l'on voulait, par exemple,

(1) En négligeant les variations de la capacité dues aux mouvements de l'aiguille, par rapport à sa valeur moyenne.

mesurer des courants de l'ordre de 10^{-4} unités C. G. S. électrostatiques (ionisation spontanée dans 10 litres d'air à la pression ordinaire), en maintenant l'électromètre vers $\frac{1}{10}$ de volt ou $\frac{1}{3000}$ C. G. S., la résistance devrait être

$$R = \frac{1}{3000 \cdot 10^{-4}} = \frac{10}{3}.$$

Avec un conducteur isolé de capacité égale à 150^{cm} on aurait $RC = 500$ et le terme $(v_1 - v_2)e^{-kt}$ mettrait 1000 secondes ou environ un quart d'heure à tomber à la fraction $\frac{1}{e^2}$ de sa valeur initiale.

Si $\mathfrak{J}$ est une fonction inconnue du temps, elle est reliée aux variations de v qu'on enregistre par l'équation

$$C \frac{dv}{dt} + \frac{1}{R} v = \mathfrak{J}(t).$$

43. Les mesures à conducteur isolé permettent aussi d'étudier, par influence, les variations d'une différence de potentiel quelconque, ou de comparer deux différences de potentiel quelconques. Dans le premier cas, nous avons déjà signalé (§ 22), qu'on peut réaliser une sensibilité absolue très voisine de la sensibilité ordinaire, mais les fuites introduisent des perturbations difficiles à éliminer. La comparaison de deux différences de potentiel peut se faire en évitant ces difficultés. En effet, si le système isolé comporte deux condensateurs, de coefficients d'influence invariables $-\gamma_1$ et $-\gamma_2$, dont les armatures externes soient portées à $\mathfrak{V}_1$ et $\mathfrak{V}_2$, la seule condition pour que l'électromètre reste au zéro à charge constante est

$$\gamma_1 \Delta \mathfrak{V}_1 + \gamma_2 \Delta \mathfrak{V}_2 = 0.$$

Alors, quand on établit simultanément les différences de potentiel $\mathfrak{V}_1$ et $\mathfrak{V}_2$, l'électromètre reste au zéro si elles

satisfont la relation

$$\frac{\Psi_1}{\Psi_2} = - \frac{\gamma_2}{\gamma_1}.$$

La vérification peut se faire en un temps très court, donc sans fuites appréciables. On peut ainsi réaliser, avec des condensateurs à coefficient d'influence réglable, la comparaison de deux résistances très grandes, non égales entre elles, dans lesquelles on fait passer un même courant.

44. Inversement, ce dispositif est celui de la comparaison de deux coefficients d'influence, représenté par le

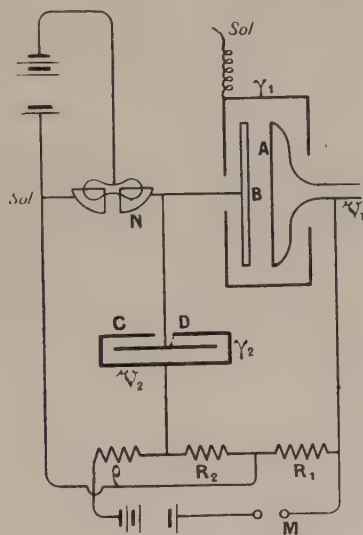


Fig. 16.

schéma ci-dessus : lorsqu'on ferme le courant en M, on a

$$\Psi_1 = \Psi \frac{R_1}{R_1 + R_2 + \rho}$$

et

$$\Psi_2 = \Psi \frac{R_2}{R_1 + R_2 + \rho};$$

alors, si l'on a réglé R_1 et R_2 de telle façon que l'aiguille reste au zéro (résistances sans self-induction) on a

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{R_2}{R_1}.$$

Ce montage permet de démontrer expérimentalement la réciprocité du coefficient d'influence mutuelle, en remplaçant le condensateur γ_1 par deux conducteurs très dissymétriques, protégés électrostatiquement, et dont les connexions avec M et N soient facilement permutable; la compensation, réalisée au moyen d'un étalon γ_2 et de résistances R_1 et R_2 convenables, subsiste dans cette permutation. Il a d'ailleurs pour l'enseignement l'avantage d'introduire expérimentalement la notion de coefficient d'influence, et l'étude directe de ses variations, en particulier sous l'action d'un troisième conducteur isolé ou relié au sol. (LANGEVIN, *Cours du Collège de France.*)

Les variations d'un coefficient d'influence, ainsi observables et mesurables à l'électromètre, sont liées uniquement à celles des paramètres géométriques dont il dépend. Envisagé à ce point de vue, l'électromètre est susceptible de fournir des méthodes de mesures géométriques très intéressantes, dont les résultats méritent une étude un peu plus détaillée.

CHAPITRE VI.

La mesure électrométrique des petits déplacements.

45. Le montage le plus immédiat et le plus simple de l'électromètre, pour l'étude des petits déplacements géométriques, par influence, est le suivant : les quadrants isolés sont reliés à un plateau plan fixe B, les déplacements étudiés sont ceux d'un plateau parallèle A, suivant leur normale commune. Ce plateau A est porté à un potentiel φ

constant par une batterie auxiliaire d'accumulateurs; ses déplacements entraînent alors des rotations de l'ai-

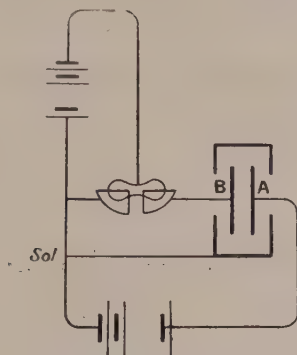


Fig. 17.

guille, liées à eux par une relation qu'il va nous être très facile d'établir. (Les attractions électrostatiques ainsi réalisées peuvent d'ailleurs produire elles-mêmes des déplacements, dont nous préciserons l'importance un peu plus loin).

La charge du système isolé est toujours

$$q = C_{31}(V - v) - C_{01}v - C_{21}v + C_{41}(\varphi - \bar{v}),$$

et, comme elle ne change pas, on a, lorsque v reste très voisin de zéro,

$$-(C_{41} + C_{21} + C_{01} + C_{31})dv + VdC_{31} + \varphi dC_{41} = 0,$$

ou, si nous posons

$$-C_{41} = \gamma_1, \quad -(C_{01} + C_{21} + C_{31}) = \gamma \quad \text{et} \quad -C_{31} = c_{31},$$

$$(\gamma_1 + \gamma)dv - Vdc_{31} - \varphi d\gamma_1 = 0;$$

mais on a toujours

$$d\theta = \frac{c'_{13} V dv}{K},$$

où K est le couple directeur total, notre relation devient alors

$$\left(-\frac{\gamma_1 + \gamma}{c'_{13} V} K - V c'_{13}\right) d\theta = \varphi d\gamma_1$$

ou

$$-d\theta = c'_{13} V \frac{\varphi d\gamma_1}{(\gamma_1 + \gamma) K + c'_{13} V^2},$$

mais

$$\gamma_1 = \frac{S}{4\pi e}, \quad d\gamma_1 = -\frac{S de}{4\pi e^2} = -\gamma_1 \frac{de}{e},$$

d'où

$$d\theta = c'_{13} V \frac{\varphi \frac{de}{e}}{K + \frac{K\gamma + c'_{13} V^2}{\gamma_1}}.$$

On voit la condition primordiale de sensibilité aux déplacements de de A ; opérer avec un écartement moyen e aussi faible que possible. D'ailleurs, avec des plateaux donnés, quand on diminue l'écartement e , on augmente la capacité γ_1 : ce qui diminue donc en même temps les termes supplémentaires, tous positifs, du dénominateur. Avec des plateaux d'une quinzaine de centimètres de diamètre, bien planés, on peut opérer facilement à une distance moyenne e de $\frac{1}{5}$ de millimètre. Lorsqu'on a réalisé l'écartement e le plus petit possible dans des conditions d'utilisation pratique, il n'y a pas intérêt à augmenter indéfiniment la surface S des plateaux en regard pour augmenter leur capacité γ_1 . En effet, d'abord, plus les surfaces sont larges, plus il devient difficile de les planer assez parfaitement pour réaliser un écartement moyen très faible. Cette difficulté mise à part, lorsque la capacité devient assez grande pour que $\frac{c'_{13} V^2}{\gamma_1}$ soit négligeable par rapport à K , on ne gagne presque plus rien de ce chef à augmenter la surface pour augmenter γ_1 . Cette condition est assez rapidement atteinte; en effet

$$c'_{13} V = -K \frac{d\theta}{d\varphi},$$

d'où

$$K + \frac{c'_{13}{}^2 V^2}{\gamma_1} = K \left[1 + \frac{K \left(\frac{d\theta}{dv} \right)^2}{\gamma_1} \right].$$

Avec un électromètre genre Curie, où $K = \frac{1}{50}$, donnant 2^m par volt à 3^m de distance, l'aiguille tourne de $\frac{1}{2} \cdot \frac{2}{3} = \frac{1}{3}$ de radian par volt, donc

$$\frac{d\theta}{dv} = \frac{\frac{1}{3}}{\frac{1}{300}} = 100.$$

Et si l'on opère avec des plateaux distants de $\frac{1}{5}$ de millimètre

$$\gamma_1 = \frac{S}{4\pi e} = \frac{\pi r^2}{4\pi \frac{1}{50}} = \frac{50r^2}{4},$$

Donc, pour un rayon inférieur à 10^{cm} , γ_1 est déjà plus grand que 1000, et $\frac{K \left(\frac{d\theta}{dv} \right)^2}{\gamma_1}$ plus petit que $\frac{1}{5}$: doubler la surface, à partir de cette valeur, diminuerait

$$\left(K + \frac{c'_{13}{}^2 V^2}{\gamma_1} \right)$$

seulement dans le rapport

$$\frac{1 + \frac{1}{10}}{1 + \frac{1}{5}} = \frac{11}{12}.$$

Le terme $K \frac{\gamma}{\gamma_1}$ aussi, devient petit par rapport à K , pour les faibles écartements des deux plateaux. Mais lui, on ne pourrait même pas le diminuer sensiblement en augmentant la surface. Le terme γ contient en effet, non seulement la capacité fixe de l'électromètre, mais aussi la capacité de la face postérieure du plateau B. Pour des

surfaces S croissantes, la première devient petite par rapport à la seconde, et celle-ci croît proportionnellement à la capacité utile γ_1 .

Cette remarque, et l'expression que nous avons trouvée pour la sensibilité, montrent qu'il n'y a pas grand intérêt à rechercher, pour ce montage, un électromètre à très faible capacité propre. Cela tient à la capacité passive introduite par le plateau B; il n'en serait pas de même, par exemple, si l'on cherchait à mesurer, par influence, des variations de potentiel au moyen d'une armature externe entourant complètement le conducteur influencé (sauf la connexion à l'électromètre). Quant au terme $c'_{13} V^2$, il est lié non pas à la capacité de l'électromètre, mais à sa sensibilité aux potentiels, qui intervient directement au numérateur dans notre expression de la sensibilité aux déplacements.

Celle-ci se présente alors comme susceptible de devenir facilement très voisine de la limite supérieure

$$d\theta \leq \frac{c'_{13} V}{K} \gamma \frac{de}{e}.$$

En rapprochant cette expression de celle qui donne la sensibilité aux potentiels

$$d\theta = \frac{c'_{13} V}{K} dv,$$

nous voyons que

$$\frac{dv}{\gamma} \leq \frac{de}{e},$$

relation qui exprime de façon très simple ce qu'on peut attendre de ce dispositif : le plus petit déplacement mesurable sera une fraction de l'écartement moyen des plateaux, au moins égale au rapport entre la plus petite différence de potentiel, mesurable par l'électromètre, et la différence de potentiel qui sert à charger le plateau A.

La mesure est une mesure à conducteur isolé, où l'on

peut compter avec certitude sur $\frac{1}{100}$ de volt, avec un électromètre courant, sans précautions spéciales : la fuite par ionisation spontanée entre les deux plateaux est très réduite par suite du faible volume d'air qui les sépare. Avec des plateaux distants de 200 microns, on peut opérer facilement sous un voltage $\mathcal{V} = 200$ volts. ⁽¹⁾. La relation ci-dessus donne alors $\frac{de}{200} = \frac{1}{20000}$ ou $de = \frac{1}{100} \mu$.

La sensibilité ainsi obtenue est du centième de micron, ou du cinquantième de frange d'interférence; c'est-à-dire une sensibilité qui dépasse celle des mesures interférentielles, avec un montage très simple, et un procédé de lecture beaucoup plus commode, puisqu'il réside dans l'observation d'un spot. Cette supériorité est surtout marquée dans le cas où de petites vibrations des surfaces autour de leur position moyenne viennent troubler le champ interférentiel et rendre les lectures impraticables. Les vibrations symétriques rapides des plateaux A et B de part et d'autre de leur position moyenne n'affectent pas, au contraire, la stabilité du spot électrométrique. Un autre avantage du dispositif est la facilité avec laquelle on peut faire varier sa sensibilité en changeant le potentiel influençant, l'écartement moyen des plateaux, ou la sensibilité de l'électromètre. Ce réglage s'effectue de la façon la plus simple d'ailleurs au moyen du seul paramètre $\mathcal{V}$: en le faisant décroître jusqu'à zéro, on fait varier, de façon continue, la sensibilité entre la valeur maxima réalisée et la valeur nulle. Pour des déplacements rapides de quelques longueurs d'onde, les mesures interférentielles deviennent peu praticables, et les multiplications mécani-

(1) Nous avons indiqué que les batteries de petits accumulateurs peuvent donner ces différences de potentiel, pendant 2 heures avec des variations accidentelles $\delta\mathcal{V}$ qui n'atteignent pas $\frac{1}{100}$ de volt; $\delta\mathcal{V}$ entraîne d'ailleurs pour l'aiguille un changement de potentiel δv qui est encore plus petit que $\delta\mathcal{V}$.

ques par levier n'offrent pas encore une fidélité très sûre ; la méthode actuellement décrite présente, là encore, des avantages tout à fait nets.

En résumé, les mesures interférentielles, là où elles sont réalisables, offrent une sécurité absolue plus grande : seule, la distance qu'on étudie agit sur la position des franges. Le dispositif électrométrique introduit au contraire des déformations (calculables) par attractions électrostatiques, et des possibilités de perturbations étrangères, d'ailleurs faciles à contrôler. La méthode électrométrique est supérieure par sa commodité et sa souplesse ; et l'inertie de l'aiguille, dans la transmission des petits mouvements au spot, élimine les petites perturbations mécaniques rapides. Enfin, si l'on supprime l'action des variations accidentelles du potentiel de charge (ce qu'on réalise par des montages compensés dont nous parlerons plus loin), elle peut, avec quelques précautions, dépasser beaucoup la sensibilité des méthodes interférentielles.

46. J'ai effectué ces mesures avec deux plateaux circulaires de 13^{cm} de diamètre, l'un fixé sur un support immobile, l'autre monté par trois vis (pour le réglage de parallélisme) sur le chariot d'une machine à diviser, qui permettait de réaliser des déplacements très réguliers de 2,5 microns. Ce déplacement était excessif pour l'étude des grandes sensibilités ; de petites déformations obtenues par l'intermédiaire d'un fil et d'une poulie de machine d'Atwood, au moyen de poids gradués (1^g à 12^g) permettaient d'en réaliser des fractions.

Ces sensibilités extrêmes exigent, bien entendu, des supports très massifs. Une des difficultés les plus gênantes vient, quand les deux plateaux sont très peu écartés, des petites poussières qui réalisent entre eux des ponts conducteurs ou des convections comme celle du carillon de Franklin. Le procédé qui consiste à les arrêter, au moyen d'un très léger enduit visqueux sur les surfaces,

n'est pas utilisable : le spot se déplace alors constamment dans le sens correspondant à une augmentation de capacité. Cela s'explique par des déformations continuelles de la couche visqueuse : la tension électrostatique est, en effet, très notable, et la moindre aspérité accidentelle devient le germe d'un bourgeonnement et de déformations qui ne peuvent aboutir à un état d'équilibre. Il faut donc avoir des surfaces très propres et débarrassées de poussières : le seul procédé qui m'ait donné de bons résultats consistait à faire passer à frottement entre les deux plateaux un tube mince de caoutchouc, et à achever ensuite leur réglage en les protégeant dans une boîte fermée. Tous ces essais ont été faits avec un électromètre donnant 150^{cm} par volt sur une échelle à 350^{cm}. La meilleure série de résultats a été obtenue avec un écartement moyen de 160^u environ, le plateau A étant chargé à 176 volts; le spot subissait un déplacement régulier de 75^{cm} pour un déplacement de 0^u,5 imprimé au plateau A. On voit que, dans ces conditions, la surface des plateaux était suffisante pour approcher très nettement de la limite de sensibilité théorique; en effet

$$\frac{\delta\varphi}{\varphi} = \frac{\frac{1}{2}}{176} = \frac{1}{352} \quad \text{et} \quad \frac{\delta e}{e} = \frac{\frac{1}{2}}{160} = \frac{1}{320}.$$

47. Ce montage simple permet seulement de mesurer les déplacements de ; A doit être porté à φ pendant que les quadrants 1 sont au sol, bien entendu, après quoi on les isole et, seules, les variations du phénomène d'influence sont manifestées par l'électromètre. Si l'on veut faire des déterminations absolues de la distance e , analogues à celle qui est rapportée ci-dessus, il faut réaliser le montage complet ⁽¹⁾, indiqué au paragraphe 44, pour la comparaison de deux coefficients d'influence. L'électromètre est

⁽¹⁾ Voir la figure 16, p. 91.

relié simultanément au plateau fixe B et à l'armature interne D d'un condensateur étalon CD. Nous appellerons φ_1 et φ_2 les potentiels de charge de A et C; nous avons vu qu'on peut les régler, en leur donnant des signes contraires, de telle façon que leurs actions simultanées se compensent : on a alors, quelles que soient les constantes de l'électromètre,

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = - \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{R_2}{R_1}$$

(si φ_1 et φ_2 sont prises aux bornes de deux résistances R_1 et R_2 parcourues par un même courant). Connaissant la valeur γ_2 de l'étalon CD on calcule ainsi γ_1 , d'où l'écartement des plateaux A et B. Il est bon de remarquer que cette compensation diminue la sensibilité $\frac{d\theta}{de}$ aux déplacements du plateau A; car la capacité γ_2 de l'étalon s'ajoute aux capacités passives γ , dans le dénominateur de

$$\frac{d\theta}{de} = \frac{c'_{13} V}{e} \frac{\varphi}{K + \frac{K\gamma + c'^2_{13} V^2}{\gamma_1}}.$$

On ne peut pas la rendre très petite par rapport à γ_1 ; le potentiel φ_2 pratiquement utilisable est, en effet, limité et $\varphi_1 = \varphi_2 \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$; or, si l'on diminue φ_1 , au-dessous de sa valeur convenable, on diminue la sensibilité. On peut même voir facilement que la précision la plus grande dans la mesure potentiométrique de γ_1 sera obtenue en le comparant à un étalon γ_2 à peu près égal à lui. Il y a donc opposition entre les conditions optima de précision pour la mesure de e , et de sensibilité pour la mesure de ses petites variations de . Il semble alors avantageux, pour celles-ci, de supprimer l'étalon de contrôle.

Cela serait exact si la compensation n'avait un autre avantage tout à fait essentiel : celui d'éliminer l'influence de petites variations accidentelles du potentiel φ de

charge; et l'on gagne par là en précision beaucoup plus qu'on ne perd en sensibilité.

48. A ce point de vue, la compensation est essentielle, et, si l'on n'a pas besoin de comparer γ_1 à un étalon géométriquement connu, on peut la réaliser sans diminution de la sensibilité. Il faut pour cela que γ_2 cesse d'être une capacité passive, c'est-à-dire qu'elle varie en sens contraire de γ_1 sous l'action des déplacements étudiés, ce que réalisent les montages symétriques analogues à celui-ci : le chariot mobile commande deux plateaux A et C, solidaires, placés symétriquement par rapport au plateau fixe B et portés aux potentiels

$$\varphi_1 = \varphi \quad \text{et} \quad \varphi_2 = -\varphi.$$

Leurs déplacements laissent nulle la charge de l'électromètre, d'où la relation

$$(\gamma_1 + \gamma_2) dv - C_{01} dv - \varphi_1 d\gamma_1 - \varphi_2 d\gamma_2 + V dc_{13} = 0,$$

qui donne, pour γ_1 , γ_2 et φ assez grands,

$$dv = \varphi \frac{d(\gamma_1 - \gamma_2)}{\gamma_1 + \gamma_2}$$

avec

$$\frac{d\gamma_1}{\gamma_1} = \frac{de}{e}, \quad \frac{d\gamma_2}{\gamma_2} = -\frac{de}{e},$$

d'où

$$dv = \varphi \frac{de}{e}.$$

Ce dispositif a même l'avantage de supprimer la capacité passive constituée, dans le premier montage, par la face postérieure du plateau B. Inversement, bien entendu, l'organe mobile peut être le plateau B relié à l'électromètre et placé symétriquement entre les deux plateaux A et C fixes; c'est la forme la plus simple d'un montage destiné à utiliser la méthode électrométrique pour des mesures de variations de la verticale : un pendule

constitué par une plaque métallique plane B entre deux plateaux A et C. Les déplacements de $\frac{1}{100}$ de micron, que nous avons trouvés comme limite de sensibilité effective, correspondent avec un pendule de 1^m de long, à un angle ω tel que $\omega, 1000\ 000 = \frac{1}{100}$, d'où $\omega = 10^{-8}$ ou environ $\frac{4}{500}$ de seconde. Les multiplications électrostatiques dont nous parlerons au Chapitre suivant sont encore susceptibles d'augmenter cette sensibilité (*cf.* § 54).

49. Toutes ces mesures sont des mesures électrométriques à conducteur isolé, et ne peuvent, par conséquent, fournir des enregistrements continus à longue durée. Avec le montage simplifié du paragraphe 45, il ne faut pas couper le potentiel influençant sans avoir remis l'électromètre au sol, et chaque fois qu'on remet au sol l'électromètre, on supprime toute trace des déplacements antérieurs. Les montages compensés au contraire ont un avantage primordial : ils permettent à chaque instant de mesurer l'écart entre la position actuelle du plateau mobile et un zéro initial parfaitement déterminé ; et, pour cela, il suffit d'isoler l'électromètre et d'établir les potentiels influençants pendant quelques instants.

Une difficulté se présente cependant dans cette manière d'opérer ; elle est liée aux déformations que produisent les tensions électrostatiques elles-mêmes, très notables avec les voltages et les écartements des grandes sensibilités. Dans l'exemple cité au paragraphe 46 (plateaux de 6^{cm},5 de rayon, distance 160^u, différence de potentiel 176 volts), la résultante des tensions électriques sur chaque plateau était $f = S 2 \pi \sigma^2$ avec $\sigma = \frac{\Psi}{4 \pi e}$ ou

$$f = \frac{\pi r^2 2 \pi \Psi^2}{16 \pi^2 e^2} = \frac{r^2 \Psi^2}{8 e^2}$$

avec

$$\Psi = \frac{176}{300}, \quad r = 6,5, \quad e = \frac{160}{10\ 000},$$

ce qui donne $f = 7098$ dynes ou un peu plus de 7^s et, d'après les mesures mêmes, une force de 12^s produisait un déplacement de $2^{\mu},5$. Les petites variations de cette force en fonction des déplacements mesurés n'apportent pas une correction notable aux résultats indiqués plus haut; en effet

$$\frac{df}{f} = \frac{-2 de}{e} = \frac{1}{160},$$

pour des petits déplacements de $0,5$ micron; la correction correspondante est seulement de $\frac{1}{160} \times \frac{7}{12} \times 2^{\mu},5$ ou environ $\frac{1}{400}$ de micron. Par contre, les déformations sont notables au moment où l'on établit ou supprime la différence de potentiel φ . Il est donc très important, pour les mesures discontinues, de réaliser la compensation symétrique; le plateau mobile est alors soumis à deux forces opposées dont la résultante, nulle au zéro, reste très petite au voisinage de la symétrie.

Si l'on change les signes de tous les potentiels (y compris celui de l'aiguille de l'électromètre), l'équilibre reste le même. On peut donc réaliser des montages compensés symétriques à différences de potentiels alternatives, pour éliminer les fuites systématiques des montages à potentiels constants et l'action des petites charges accidentelles; ils permettraient sans doute des enregistrements à longue durée par des dispositifs variés ⁽¹⁾.

(1) Ces procédés d'enregistrement continu demanderaient une mise au point et une expérimentation précises, que je pense réaliser en cherchant à les utiliser pour une étude délicate comme celle des variations de la verticale. On peut étendre la symétrie à l'électromètre lui-même par le montage suivant : l'aiguille et le plateau mobile sont reliés ensemble et restent isolés, la cage est reliée au milieu O d'une résistance où passe un courant alternatif, les deux paires de quadrants sont reliées à deux points symétriques par rapport à O, et les deux plateaux fixes à un autre couple de points symétriques.

50. Remarquons pour finir que l'électromètre pourrait servir à des mesures géométriques par des procédés divers, autres que la comparaison des coefficients d'influence électrostatique, et dont la valeur pratique ne saurait être fixée que par des études expérimentales précises. Nous en avons déjà vu un exemple dans la comparaison de coefficients d'induction mutuelle, au paragraphe 40 ⁽¹⁾. Elles pourraient aussi être basées sur des comparaisons de résistances : la distribution des lignes de courant dans un milieu à conductibilité ohmique est, en effet, donnée par les mêmes équations que celle des lignes de force électrique dans le vide. Dans un milieu liquide, les polarisations des électrodes compliquent les choses ; mais, dans de l'air ionisé, bien que les lois de la conductibilité soient plus compliquées, des mesures de ce genre pourraient être réalisables : La conductibilité, lorsqu'elle est trop faible, produit seulement des perturbations du phénomène d'influence ; mais si elle devient assez grande, elle réglera seule la distribution des potentiels, en faisant disparaître les distributions par influence.

CHAPITRE VII.

Multiplication et transmission électrostatiques des petits mouvements.

51. Les dispositifs étudiés au Chapitre précédent reviennent simplement à utiliser des forces électrostatiques convenablement réparties, pour transmettre des petits mouvements en les multipliant. Les facteurs de multiplication obtenus sont beaucoup plus grands (1 million et demi dans l'exemple cité) que ceux qu'on peut attendre de procédés purement mécaniques ; et l'on peut les faire

⁽¹⁾ Cf. GUILLET, *Comptes rendus*, t. CXLVI, p. 465.

varier de façon continue entre zéro et leur maximum sans rien démontrer. La fidélité est d'ailleurs très supérieure, grâce à l'invariabilité des propriétés de l'éther électromagnétique, opposée aux frottements irréguliers, usures, déformations permanentes, réactivités élastiques des transmissions matérielles. Malgré cette fidélité parfaite, les forces électriques réalisent une souplesse de transmission que ne sauraient atteindre des commandes élastiques; elle permet à l'aiguille d'ignorer, grâce à son inertie, les petites vibrations rapides du corps influençant. On peut encore, par l'interposition de grandes résistances ohmiques sur le conducteur de liaison, imposer aux transmissions des ralentissements arbitraires, sans changer en rien d'ailleurs l'équilibre final. Ces transmissions peuvent enfin atteindre des distances notables sans que diminue leur fidélité.

Les forces électrostatiques permettent de réaliser aussi des multiplications de petits mouvements, sans transmission; le mouvement obtenu peut être une simple amplification du mouvement primitif (c'est ce qu'on observe dans le réglage de l'électroscope Wilson), ou bien un mouvement suivant un autre paramètre, les liaisons entre les deux mouvements étant déterminées par la distribution du champ électrique [par exemple les rotations de l'aiguille chargée, lorsque l'électromètre s'écarte très légèrement de l'horizontalité (§ 25)].

52. Le problème de la multiplication des petites rotations autour d'un axe vertical se présente sous l'aspect le plus simple : on fixe au mobile étudié A un fil de torsion qui pend suivant son axe vertical de rotation; ce fil porte un miroir et une suspension légère B conductrice, à l'intérieur de conducteurs C symétriques convenables. La forme de ces conducteurs est telle qu'une différence de potentiel V entre C et B crée, lorsque B tourne de l'angle β à partir de la position de symétrie, un couple $K'\beta$ analogue

à un couple d'Hopkinson négatif. Si l'on règle V de façon à rendre K' un peu inférieur au coefficient de torsion K , une petite rotation α de A se traduit par une rotation beaucoup plus grande β de B; en effet, B est en équilibre sous l'action du couple de torsion $-K(\beta - \alpha)$ et du couple $K'\beta$, d'où

$$\frac{\beta - \alpha}{\beta} = \frac{K'}{K} = 1 - \frac{\alpha}{\beta}$$

ou

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{K}{K - K'}.$$

Ce dispositif de multiplication exerce sur la suspension A étudiée, par l'intermédiaire du fil de torsion, un petit couple perturbateur

$$K(\beta - \alpha) = K\alpha \left(\frac{K}{K - K'} - 1 \right) = K\alpha \frac{K'}{K - K'}.$$

Ce petit couple a l'avantage d'être parfaitement connu et infiniment plus régulier que les couples de frottements dans les multiplications mécaniques; il est d'ailleurs beaucoup plus petit qu'eux, en général. Il sera souvent négligeable auprès des couples directeurs que A sert à étudier; c'est le cas par exemple quand A est un barreau aimanté de magnétomètre.

Pour pouvoir utiliser une région notable de l'échelle graduée sans tomber dans l'instabilité, il faut un couple électrique ne croissant pas sensiblement plus vite que la première puissance de β : on ne peut pas prendre, par exemple, pour B un petit conducteur plan symétriquement placé entre deux plans métalliques parallèles. Les meilleurs résultats ont été obtenus au moyen d'un petit plan suspendu entre deux petits cylindres verticaux symétriques par rapport à l'axe de torsion. Le couple est alors, en première approximation, proportionnel à $\tan \beta$: en effet, deux fils parallèles de diamètre $2r$ et distance $2d$ ont

pour coefficient d'influence mutuelle par unité de longueur

$$C = - \frac{1}{2 \log \frac{2d}{r}};$$

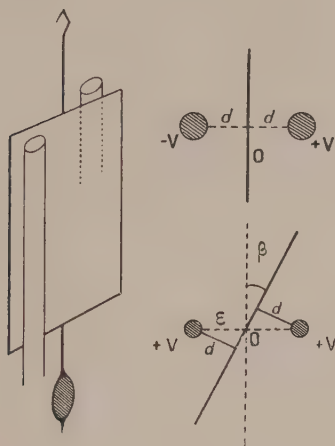


Fig. 18.

alors le coefficient d'influence entre un fil et un plan à distance d est

$$C = - \frac{1}{\log \frac{2d}{r}}.$$

Si le plan tourne de β autour de l'axe de symétrie,

$$d = \epsilon \cos \beta,$$

et le moment des forces électriques dues à un des cylindres, par rapport à l'axe O, est, en valeur absolue, $\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial \beta} V^2$ avec

$$C = \frac{1}{\log \frac{2\epsilon \cos \beta}{r}} \quad \text{et} \quad \frac{\partial C}{\partial \beta} = \frac{\frac{r}{2\epsilon \cos \beta} \frac{2\epsilon}{r} \sin \beta}{\left(\log \frac{2\epsilon \cos \beta}{r} \right)^2},$$

le moment du couple total, où interviennent les attrac-

tions dues aux deux petits cylindres, est donc, en première approximation, $\frac{V^2}{\left(\log \frac{2\varepsilon}{r}\right)^2} \tan \beta$ par unité de longueur.

J'ai obtenu ainsi, pour les petites rotations, des facteurs de multiplication $\frac{\beta}{\alpha}$ pratiquement utilisables qui atteignent la valeur 20. La suspension est peu abritée contre les convections, et demande une très bonne protection thermique de l'enceinte métallique. Pour les grandes multiplications, le réglage initial de la symétrie doit être très précis; on le réalise facilement par approximations successives sous des différences de potentiel croissantes. Les fils de quartz seuls donnent de bons résultats aux grandes sensibilités, car le montage multiplie dans le même rapport les déformations dues à la réactivité élastique. Dès que la suspension A a tourné d'un petit angle α , le fil de torsion reste soumis, en effet, à un couple $K(\beta - \alpha)$. Si ce couple lui fait subir une lente déformation, elle produit les mêmes effets qu'un changement de zéro $d\alpha$, et se traduit par une rotation

$$d\beta = \frac{K}{K - K'} d\alpha.$$

Le fil de torsion se trouve donc automatiquement soumis à des efforts croissants à mesure qu'il se déforme. Les suspensions métalliques éprouvaient de ce fait des mouvements lents spontanés qui les conduisaient très souvent jusqu'aux régions d'instabilité: le dispositif fournit alors seulement un procédé d'étude, d'ailleurs très sensible, de leur réactivité.

Ces multiplications de petites rotations pourraient être obtenues en superposant au couple de torsion $-K\theta$ un autre couple $+K'\theta$ réalisé par un procédé quelconque: par exemple, dû à la pesanteur dans le réglage indiqué au aragraphe 24, ou bien dû à un champ magnétique.

L'avantage du dispositif électrostatique réside dans sa grande facilité de réglage et dans la constance qu'on peut réaliser pour les différences de potentiel. Il est lié aussi, et surtout à la perfection des protections électrostatiques (perfection que ne sauraient présenter, par exemple, des protections magnétiques).

53. Le dispositif ci-dessous donne, quand on rend fixe le point de suspension A, et qu'on supprime l'un des deux cylindres influençants, un exemple intéressant des procédés de multiplication où le mouvement étudié et le

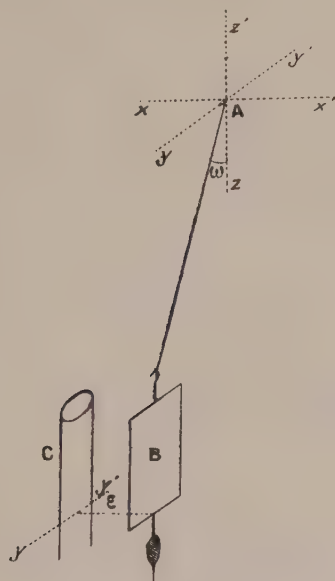


Fig. 19.

le mouvement qui le mesure sont définis par deux paramètres différents. La suspension B prend (si la différence de potentiel est inférieure à la valeur d'instabilité) une certaine position d'équilibre sous l'action de l'attraction

électrostatique (entre C et B) et de la pesanteur (cette position est définie par l'angle ω dans le plan de symétrie).

Si la direction de la verticale subit une petite rotation relative $d\gamma$ autour de l'horizontale xx' du plan de symétrie ou si, inversement, C subit un petit déplacement horizontal dy perpendiculaire à xx' , le plan xz cesse d'être un plan de symétrie et la force électrostatique produit une rotation β de B autour de l'axe de torsion, telle que son moment soit équilibré par celui du couple directeur. Ce couple directeur est, d'ailleurs, non le couple de torsion $K\beta$, mais le couple total $(K - K')\beta$, où $K'\beta$ est un couple électrique analogue à celui du paragraphe précédent.

Les facteurs de multiplication $\frac{\beta}{d\gamma}$ ainsi obtenus sont beaucoup plus grands que les multiplications $\frac{\beta}{\alpha}$ étudiées plus haut, comme on peut s'en rendre compte approximativement. L'étude en est intéressante pour voir comment se présentent les diverses conditions contradictoires dans la réalisation de ces dispositifs.

Si nous appelons l la longueur du fil de suspension, $K\beta$ son couple directeur total, et f la résultante des attractions électrostatiques, le petit déplacement dy de B est égal à $l d\gamma$ et le moment de la force f par rapport à l'axe de torsion est $fl d\gamma$; d'où une rotation β telle que

$$fl d\gamma = K\beta,$$

d'où

$$\frac{\beta}{d\gamma} = f \frac{l}{K}.$$

Nous pouvons chercher les conditions qui limitent la valeur de cette expression :

Le moment de la force f par rapport à l'axe A y est fl , ce qui donne la relation d'équilibre

$$fl = Pl\omega$$

ou

$$P\omega = f, \quad \omega = \frac{f}{P}.$$

Pour que cet angle ω définisse bien une position d'équilibre, il faut qu'il soit dans la région de stabilité, ce qui donne la condition (en valeurs absolues)

$$\frac{\partial(fl)}{\partial\omega} < Pl \quad \text{ou} \quad \frac{\partial f}{\partial\omega} < P,$$

or,

$$f = \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial \varepsilon} V^2,$$

C étant la valeur absolue du coefficient d'influence mutuelle entre C et B,

$$C = h \frac{1}{\log \frac{2\varepsilon}{r}} \quad \left(\text{pour } \frac{r}{\varepsilon} \text{ assez petit} \right)$$

(h = hauteur de B), d'où

$$\frac{\partial C}{\partial \varepsilon} = h \frac{\frac{r}{2\varepsilon} \frac{2}{r}}{\left(\log \frac{2\varepsilon}{r} \right)^2} = \frac{h}{\varepsilon \left(\log \frac{2\varepsilon}{r} \right)^2};$$

ces expressions sont déjà sensiblement exactes pour $\varepsilon = 2r$, ce qui correspond à peu près à

$$\log \frac{2\varepsilon}{r} = \sqrt{2},$$

relation que nous pouvons nous imposer, alors nous aurons

$$\frac{\partial C}{\partial \varepsilon} = \frac{h}{2\varepsilon}.$$

D'autre part,

$$\frac{\partial f}{\partial \omega} = \frac{1}{2} V^2 \frac{\partial^2 C}{\partial \varepsilon \partial \omega} = \frac{1}{2} V^2 \frac{\partial^2 C}{\partial \varepsilon^2} \frac{d\varepsilon}{d\omega} = \frac{1}{2} V^2 \frac{\partial^2 C}{\partial \varepsilon^2} l,$$

mais

$$\frac{\partial^2 C}{\partial \varepsilon^2} = -h \frac{\left(\log \frac{2\varepsilon}{r} \right)^2 + \varepsilon \cdot 2 \left(\log \frac{2\varepsilon}{r} \right) \frac{r}{2\varepsilon} \frac{2}{r}}{\varepsilon^2 \left(\log \frac{2\varepsilon}{r} \right)^4} = -\frac{h}{\varepsilon^2} \frac{2 + 2\sqrt{2}}{4},$$

ou sensiblement

$$\frac{\partial^2 C}{\partial \varepsilon^2} = -\frac{5}{4} \frac{h}{\varepsilon^2};$$

et nous avons alors

$$M = \frac{\beta}{d\gamma} = f \frac{l}{K} = \frac{1}{2} V^2 \frac{h}{2\varepsilon} \frac{l}{K} = \frac{1}{4} \frac{l}{K} \frac{h}{\varepsilon} V^2,$$

avec la condition

$$\frac{\partial f}{\partial \omega} = \frac{1}{2} V^2 l \frac{5}{4} \frac{h}{\varepsilon^2} < P$$

ou

$$\frac{5}{8} l \frac{1}{\varepsilon} \frac{h}{\varepsilon} V^2 = \frac{5}{8} l \frac{4KM}{h l V^2} \frac{4KM}{l} < P$$

ou

$$M^2 < \frac{1}{10} l h V^2 \frac{P}{K^2} \quad \text{ou} \quad M < \frac{l}{K} V \sqrt{\frac{1}{10} P \frac{h}{l}}.$$

Mais nous avons vu qu'il y a un couple directeur électrique négatif de la forme

$$\frac{1}{2} \frac{V^2}{\left(\log \frac{2\varepsilon}{r}\right)^2} \tan \beta \quad \text{ou} \quad \frac{V^2}{4} \tan \beta.$$

Il faut qu'il reste du même ordre que le couple total, si nous ne voulons pas avoir d'instabilité de rotation; soit, par exemple $\frac{V^2}{4} = K$; alors

$$K = \frac{\mathfrak{K}}{l} - \frac{V^2}{4}, \quad K = \frac{1}{2} \frac{\mathfrak{K}}{l}$$

et

$$V^2 = 2 \frac{\mathfrak{K}}{l},$$

d'où

$$M < \frac{2l^2}{\mathfrak{K}} \sqrt{\frac{2\mathfrak{K}}{l}} \sqrt{\frac{1}{10} P \frac{h}{l}}$$

ou

$$M < 2l \sqrt{\frac{1}{5} \frac{P}{\mathfrak{K}} h}.$$

Cette forme met en évidence la limitation du facteur de multiplication M par le rapport de la force portante au coefficient de torsion, rapport qui grandit quand on prend

des fils de plus en plus fins. En fait, avec des fils fins, on se trouve arrêté bien avant la limite de force portante, par la condition de ne pas trop allonger la période; ce qu'on peut mettre en évidence en écrivant

$$M < 2l \sqrt{\frac{1}{5} \frac{Pl}{\mathcal{K}} \frac{h}{l}} = 2l \sqrt{\frac{1}{K}} \sqrt{\frac{1}{5} \frac{P}{l} \frac{h}{l}}.$$

Soit, par exemple, une suspension de 1^m, on ne peut guère compter opérer avec un couple total inférieur à $\frac{1}{100}$ (à cause des perturbations par convections), d'où

$$K = \frac{\mathcal{K}}{2l} = \frac{1}{100}, \quad \frac{l}{\mathcal{K}} = 50;$$

le poids P ne pourra guère être supérieur à 1000 dynes (pour que la période ne soit pas trop longue); enfin, si $h = 5^{\text{cm}}$, on aura

$$M < 200 \sqrt{\frac{1}{5} \times 1000 \times 50 \times \frac{1}{20}} = 200 \times 10 \sqrt{5}.$$

En restant dans la région de bonne stabilité, on aurait donc 4000 pour limite supérieure de la multiplication angulaire. La valeur correspondante de la différence de potentiel V serait

$$\frac{V^2}{4} = K = \frac{1}{100}, \quad V = \frac{2}{10} \quad \text{ou} \quad V = 60 \text{ volts.}$$

Si l'on recherche la sensibilité aux petits déplacements dy du cylindre influençant, on a

$$dy = l d\gamma,$$

donc

$$\frac{\beta}{dy} = \frac{\beta}{l d\gamma} = \frac{M}{l},$$

d'où

$$\frac{\beta}{dy} < 2 \sqrt{\frac{1}{5} \frac{P}{\mathcal{K}} \frac{h}{l}}.$$

54. Ces multiplications sur place sont réalisées à potentiels constants et, de ce chef, plus faciles à utiliser, pour des enregistrements de longue durée, que les mesures électrométriques à conducteur isolé. On peut d'ailleurs les combiner avec les transmissions et multiplications électrométriques. Par exemple, le pendule formé par un plateau B suspendu symétriquement entre deux plateaux A et C (§ 48) serait soumis, non pas au seul couple directeur de la pesanteur $Mgl d\theta$, mais aussi aux deux attractions électrostatiques

$$\frac{1}{2} \frac{S}{4\pi} \left(\frac{1}{e^2} - \frac{1}{e'^2} \right) V^2,$$

dont la résultante, pour de petits déplacements à partir de la symétrie est

$$\frac{SV^2}{8\pi} d \left(\frac{1}{e^2} - \frac{1}{e'^2} \right) = \frac{SV^2}{8\pi} \frac{4de}{e^3} \quad (de' = -de);$$

cette résultante a pour moment

$$\frac{SV^2}{2\pi} \frac{de}{e^3} l = \frac{SV^2 l^2}{2\pi e^3} \frac{de}{l} = \frac{SV^2 l^2}{2\pi e^3} d\theta;$$

on a donc un couple opposé à celui de la pesanteur et de la forme $K' d\theta$ pour des écarts très petits; il peut être réglé de façon à multiplier les petits changements de direction de la verticale par un effet analogue à celui du paragraphe 52 et le déplacement ainsi amplifié se trouverait transmis à l'électromètre avec la multiplication ordinaire.

55. On peut réaliser, par exemple, sur ce principe un modèle de micromanomètre extrêmement sensible, très facile à reproduire et à régler : la membrane est faite de collodion très riche en huile de ricin ⁽¹⁾; elle est très imperméable, très sensible et très durable, et se montre, à l'usage, très régulière comme propriétés élastiques. Montée sur un entonnoir métallique, elle peut constituer

(1) GERNEZ, *Journ. de Phys.*, 1^{re} série, t. I, p. 324; t. II, p. 326.

un plateau A de condensateur ; l'adjonction d'un peu de sel marin, dissous dans l'alcool du collodion, augmente sa conductibilité, mais n'est pas nécessaire. Quand on établit un champ électrostatique entre A et un plateau parallèle B, la membrane se déforme et prend une configuration d'équilibre sous l'action opposée des tensions électrostatiques et des tensions élastiques. En augmentant la différence de potentiel, on arrive toujours, quand la distance AB est petite par rapport au rayon de la membrane, à une instabilité. Un peu auparavant, les deux résultantes ont des variations juste égales et de signes contraires, et l'on peut régler une petite région où la membrane acquiert ainsi une sensibilité manométrique beaucoup plus grande.

Les petites déformations ainsi multipliées sont observées et mesurées par le montage électrométrique compensé, avec un condensateur étalon CD (1). En agissant méthodiquement sur l'écartement e de AB, et sur les diverses résistances ρ , R_1 , R_2 , on arrive très facilement au réglage de la grande sensibilité, contrôlé par l'électromètre. On peut alors faire l'étalonnage manométrique au moyen de très petites variations de la tension électrostatique, facilement calculables si la membrane s'écarte peu de la forme plane ; elles sont alors sensiblement uniformes, ce qui est la condition pour qu'on puisse les comparer à de petites surpressions.

Il n'est pas nécessaire de faire le calcul intermédiaire de γ_1 et de l'écartement e , en effet

$$\varpi = 2\pi\sigma^2 = 2\pi \frac{Q^2}{S^2} = \frac{2\pi}{\pi^2 r^4} Q^2$$

et

$$Q = \gamma_1 \varphi_1 = \gamma_2 \frac{R_2}{R_1} \varphi \frac{R_1}{R_1 + R_2 + \rho} = \gamma_2 \varphi \frac{R_2}{R_1 + R_2 + \rho},$$

d'où

$$\delta\varpi = \frac{2\gamma_2^2}{\pi r^4} \varphi^2 \delta \left[\left(\frac{R_2}{R_1 + R_2 + \rho} \right)^2 \right];$$

(1) Voir la figure 16, p. 91.

il suffit de connaître la valeur de l'étalon γ_2 , la force électromotrice φ de la batterie et sa résistance intérieure qui figure dans ρ , et de lire les diverses résistances qui réalisent le réglage.

Avec une membrane de $7^{\text{cm}},5$ de diamètre, qui réalisait la quasi-instabilité pour un écartement $e = \frac{9}{10}$ de millimètre et une différence de potentiel $\varphi_1 = 135$ volts, j'ai obtenu, par exemple, des déplacements réguliers de 25^{cm} du spot (2^{m} par volt à $3^{\text{m}},50$), pour de petites surpressions d'environ $\frac{43}{1000}$ de barye (égales à la variation de pression pour une dénivellation de $\frac{1}{10}$ de millimètre dans l'atmosphère).

Le dispositif permet la comparaison tout à fait correcte de petites pressions beaucoup plus différentes les unes des autres. Il suffit de comparer les tensions électrostatiques ω qu'il faut ajouter à la pression inconnue x pour imprimer à la membrane une déformation définie, toujours la même. Cette condition exige seulement que les tensions électrostatiques agissent comme des surpressions, c'est-à-dire de façon uniforme ⁽¹⁾, moyennant quoi la loi de déformation est toujours la même. La déformation de repère peut alors être définie par la valeur γ_1 qu'elle donne au coefficient d'influence, contrôlable à l'électromètre ; on la prendra, bien entendu, dans la région de grande sensibilité. D'où le mode opératoire : laisser invariables les résistances R_2 et R_1 , dont le rapport mesure $\frac{\gamma_1}{\gamma''}$ lorsque la compensation électrométrique est faite ; et faire varier ρ , pour faire varier φ_1 (et φ_2 dans le même rapport) jusqu'à réaliser cette compensation. La comparaison de deux pressions donne alors

$$x + K\varphi_1^2 = x' + K\varphi_1'^2$$

avec

$$K = \frac{2}{\pi r^4} \gamma_1^2 = \frac{2}{\pi r^4} \gamma_2^2 \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2.$$

(1) Donc, que la membrane reste sensiblement plane.

Les valeurs de $\mathfrak{V}_1$ sont d'ailleurs immédiatement calculables par la relation

$$\mathfrak{V}_1 = \mathfrak{V} \frac{R_1}{R_1 + R_2 + \rho};$$

on peut aussi les lire sur un électromètre auxiliaire ⁽¹⁾, ou les mesurer par l'observation d'un galvanomètre intercalé sur le circuit ($\mathfrak{V}_1 = R_1 i$).

La faible conductibilité de la membrane est un avantage, car elle lui procure beaucoup plus de stabilité. Lorsque se produit une petite déformation accidentelle de la membrane vers le plateau B, la nouvelle distribution électrostatique, qui la précipiterait sur B, ne se réalise pas instantanément, et l'on peut avoir un retour amorti à l'équilibre.

(1) Une mesure électrométrique idiostatique a l'avantage de donner directement $\mathfrak{V}_1^2$.

CONCLUSIONS.

Dans ce travail, j'ai cherché à présenter, non une étude méthodique complète, mais des précisions sur diverses questions relatives à la théorie des électromètres et à leurs usages.

Les considérations sur le phénomène de Volta restent théoriques et malheureusement bien peu susceptibles de contrôles expérimentaux. Cette question est d'ailleurs une des plus obscures qui se présentent dans l'étude de l'électricité. Il ne me paraît pas rationnel de réduire l'effet Volta à de simples phénomènes électrolytiques; et j'ai voulu simplement signaler un certain nombre d'arguments dans ce sens. J'ai cru bon cependant de développer ce point de vue des forces électromotrices électroniques, parce que, après s'être présenté comme avantageux dans l'interprétation du phénomène de Volta, il conduit à des résultats particulièrement intéressants par les modifications mêmes qu'il réclame dans la théorie de Nernst.

L'étude des diverses causes qui limitent la sensibilité et la précision des électromètres est utile pour comprendre leur fonctionnement et leurs perfectionnements possibles. Elle nous a fourni l'occasion de mesures d'une sensibilité relative extrême, sur les batteries d'accumulateurs; mesures seules capables de mettre en évidence les petites perturbations à longue durée que nous avons signalées dans les différences de potentiel de ces batteries, après qu'elles ont débité, même des courants infimes.

L'influence du phénomène de Volta irrégulier nous a montré l'insuffisance pratique de la théorie ordinaire des couples directeurs électriques. Nous avons vu, à côté des couples *géométriques*, figurer des couples nouveaux, proportionnels seulement à la première puissance du poten-

tentiel de charge, et qui peuvent être du même ordre que les précédents.

Dans l'étude des modes d'emploi très variés des électromètres, nous avons signalé le cas important des oscillations à courte période. Mais j'ai surtout insisté sur l'intérêt primordial de l'électromètre envisagé comme appareil de mesure des petits déplacements : il réalise en effet un dispositif de mesure notablement plus sensible que les mesures interférentielles, et d'un maniement extrêmement souple et commode. J'ai cherché à montrer d'ailleurs l'extrême variété des dispositifs de multiplication et de transmission électrostatiques, et les résultats auxquels ils conduisent. Il y a là, je crois, le principe d'une méthode très générale et très féconde pour toutes les mesures de grande sensibilité; et les résultats qu'elle a effectivement fournis me paraissent assez encourageants pour en poursuivre les applications.

Vu et approuvé :

Paris, le 1^{er} avril 1912.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer .

Paris, le 1^{er} avril 1912.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. LIARD.



TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.
INTRODUCTION.....	I
CHAPITRE PREMIER. — <i>Les méthodes de mesures électrométriques.</i>	2
1. Mesures de différences de potentiel.....	2
2. Méthodes de mesure indirectes.....	2
3. Mesures <i>électrométriques</i>	4
4. Procédés d'enregistrement direct des charges.....	5
5. Procédés de multiplication des charges ou des potentiels.	8
6. Intervention du phénomène de Volta.....	10
CHAPITRE II. — <i>Le phénomène de Volta</i>	11
7. Localisation de l'effet Volta.....	12
8. Différences de potentiel vraies.....	12
9. Distinction entre ces différences, et les coefficients de Peltier.....	14
10. Interprétations ionistiques de l'effet Volta.....	16
11. Forces électroniques, d'après le phénomène de Richardson.....	18
12, 13, 14. Intervention des effets électroniques dans le phénomène de Volta.....	21
15. Différence de potentiel entre électrodes et solutions électrolytiques; théorie de Nernst.....	25
16. Couple de Volta dans le vide; courants uniquement constitués d'électrons.....	30
17. Pile à gaz ionisé.....	33
18. Ionisation spontanée thermique des gaz.....	35
19. Intervention du phénomène de Volta dans les problèmes électrométriques.....	38
CHAPITRE III. — <i>Les électromètres</i>	41
20. Difficultés mécaniques.....	41
21. Méthodes hétérostatiques.....	43
22. Variations accidentelles des potentiels auxiliaires fournis par les batteries d'accumulateurs.....	44
23. Perturbations du voltage des batteries après débit....	48
24. Effets de basculage.....	50

	Pages.
25. Effets sismographiques	53
26. Électromètres à torsion et à feuille d'or	54
27. Capacité des électromètres, et graduation linéaire	56
28. Perturbations apportées, par le montage, dans la mesure.	58
CHAPITRE IV. — <i>Les couples directeurs électriques.</i>	61
29. Couples directeurs électriques	61
30. Limitation de la sensibilité par les couples électriques ..	62
31. Approximation de la théorie ordinaire : les couples électriques géométriques	63
32. Résumé de la théorie (Langevin)	63
33. Divers facteurs de couples géométriques	67
34. Gradients superficiels de potentiel sur les conducteurs ..	69
35. Composantes tangentielles des tensions électrostatiques.	71
36. Couples dus aux gradients de potentiels	74
CHAPITRE V. — <i>Les emplois des électromètres.</i>	77
37. Mesures de différences de potentiel constantes entre- tenues	77
38. Mesures de différences de potentiel alternatives	79
39. Étude électrométrique des oscillations à courte période.	79
40. Comparaison électrométrique de faibles coefficients d'induction électromagnétique	82
41. Mesures de petites charges	85
42. Mesures de petits courants	88
43. Comparaisons de différences de potentiel par influence.	90
44. Comparaisons de coefficients d'influence mutuelle élec- trostatique	91
CHAPITRE VI. — <i>La mesure électrométrique des petits dépla- cements</i>	92
45. Sensibilité de la méthode par influence	92
46. Réalisation des mesures	98
47. Montages compensés	99
48. Montages compensés symétriques	101
49. Mesures instantanées; emploi de champs alternatifs pour l'enregistrement à longue durée	102
50. Autres méthodes électrométriques possibles	104
CHAPITRE VII. — <i>Multipliation et transmission électrosta- tiques des petits mouvements.</i>	104
51. Avantages des transmissions électrostatiques	104

	Pages.
52. Multiplications sur place des petits mouvements.....	105
53. Mouvements multipliés suivant un autre paramètre..	109
54. Combinaisons des multiplications sur place et des trans- missions électrométriques.....	114
55. Micromanomètre électrométrique.....	114
CONCLUSIONS.....	118

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

SECONDE THÈSE.

• PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Force électromotrice d'attaque d'une série d'alliages.

Vu et approuvé :

Paris, le 1^{er} avril 1912.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 1^{er} avril 1912.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. LIARD.

49488 PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS.
Quai des Grands-Augustins, 55.
